

VŠB - Technická univerzita Ostrava

Fakulta elektrotechniky a informatiky

Katedra měřicí a řídicí techniky

Detekce a spektrometrie záření gama

Detection and spectrometry of gamma rays

Zadání bakalářské práce

Student:

Jakub Juryšek

Studijní program:

B2649 Elektrotechnika

Studijní obor:

3901R039 Biomedicínský technik

Téma:

Detekce a spektrometrie záření gama
Detection and Spectrometry of Gamma Rays

Zásady pro vypracování:

1. Problematika detekce a spektrometrie záření gama.
2. Metodika měření scintilačních spekter a kalibrace scintilačního detektoru pomocí etalonů.
3. Měření scintilačních spekter konkrétních radionuklidů v různých geometrických uspořádáních, včetně analýzy radionuklidové čistoty.
4. Interpretace naměřených výsledků a posouzení jejich vlivu na praktická spektrometrická měření.
5. Měření spekter indukovaných radionuklidů v homogenizačních filtrech z vysokoenergetických ozařovačů a ozařovaných vzorků.
6. Zpracování výsledků a jejich grafická prezentace.

Seznam doporučené odborné literatury:

1. LEDERER, C. M. - HOLLANDER, J. M. - PERLMAN, I. *Table of Isotopes*. 7th ed. New York(USA): Wiley, 1978. 1523 s. ISBN 0-471-04179-3.
2. *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy*. Edited by Kai Siegbahn. Two Volumes. [s.l]: Elsevier Science Ltd, 1965. 1799 s. ISBN 072040083X / 978-0720400830.
3. *The Encyclopedia of Spectroscopy*. Edited by George L. Clark. New York(USA): Reinhold Publishing Corp., 1960. 787 s.
4. DIENSTBIER, Z., et al. *Diagnostika metodami nukleární medicíny*. 1.vyd. Praha: Avicenum, 1989. 385s.
5. SAHA, G. B. *Physics and radiobiology of Nuclear Medicine*. 2nd ed. New York(USA): Springer, 2003. 253 s. ISBN 0387950214 / 978-0387950211.
6. ULLMANN,V. *Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření*. [online] [cit. 2008-12-23]. Dostupné z: <<http://astronuklfyzika.cz/Fyzika-NuklMed.htm>>.
7. ULLMANN,V. *Detekce a spektrometrie ionizujícího záření*. [online] [cit. 2008-12-23]. Dostupné z: <<http://astronuklfyzika.wz.cz/DetekceSpektrometrie.htm>>.

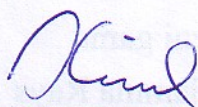
Formální náležitosti a rozsah bakalářské práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí bakalářské práce: **Mgr. Petr Tiefenbach**

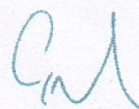
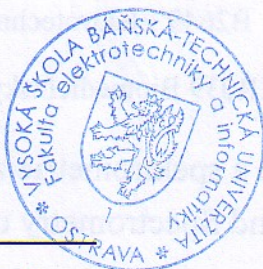
Konzultant bakalářské práce: **RNDr. Vojtěch Ullmann**

Datum zadání: 19.11.2010

Datum odevzdání: 06.05.2011



doc. Ing. Jiří Koziorek, Ph.D.
vedoucí katedry



prof. RNDr. Václav Snášel, CSc.
děkan fakulty

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně. Uvedl jsem všechny literární prameny a publikace, ze kterých jsem čerpal.

Jakub Juryšek

Datum odevzdání bakalářské práce:

Poděkování

Děkuji Mgr. Petru Tiefenbachovi za konzultace a připomínky k mé bakalářské práci. Dále děkuji RNDr. Vojtěchu Ullmannovi za podnětnou spolupráci, mnoho cenných rad a poznámek, díky nimž jsem mohl dokončit svou práci, získat nové zkušenosti a také prohloubit své znalosti v oblasti poznání našeho světa. V poslední řadě také děkuji Ing. Janu Lušňákovi za jeho čas a ochotu při měření na polovodičovém detektoru.

Abstrakt

Bakalářská práce pojednává o detekci a spektrometrii záření gama. V úvodu jsou uvedeny vlastnosti záření gama a popis interakcí záření gama s látkou. Dále následuje princip scintilačních a polovodičových detektorů, vznik a struktura scintilačního spektra a také fyzikální parametry detektorů gama, jako energetické rozlišení, detekční účinnost a mrtvá doba. Praktická část obsahuje energetickou kalibraci pomocí radionuklidových etalonů, měření teplotní stability fotonásobiče, vliv únavového efektu a geometrie měření na polohu fotopíku. Dále práce obsahuje interpretace spekter jednotlivých radionuklidů, měření radionuklidové čistoty eluátu Technecia a měření indukované radioaktivity homogenizačního filtru z 20 MeV ozařovače.

Klíčová slova

Záření gama, spektrometrie, scintilační detektor, polovodičový detektor, scintilační spektrum, teplotní stabilita, únava fotonásobiče, geometrie měření, radionuklidová čistota, indukovaná radioaktivita, homogenizační filtr.

Abstract

The bachelor thesis deal with detection and spectrometry of gamma rays. In the first part are listed the properties of gamma rays and description of the intreractions of gamma rays with matter. It is followed by a principle of scintillation and semiconductor detectors, formation and structure of the scintillation spectrum and physical parameters of gamma detector, such as energy resolution, detection efficiency and dead time. The practical part contain energy calibration with radionuclide standards, measurement of thermal stability of the photomultiplier, influence of fatigue effect and measure geometry to position of photopeak. Further work includes interpretations of spektra of the individual radionuclides, measurement of radionuclide purity of technetium eluate and measurement induced radioactivity in homogenizing filter from 20 MeV irradiator.

Key words

Gamma rays, spectrometry, scintillation detector, semiconductor detector, scintillation spectrum, thermal stability, fatigue of photomultiplier, measure geometry, radionuclide purity, induced radioactivity, homogenizing filter.

Seznam použitých symbolů a zkratek

^{131}I	izotop jodu 131
^{131}Xe	izotop xenonu 131
^{137}Ba	izotop barya 137
^{137}Cs	izotop cesia 137
^{14}C	izotop uhlíku 14
^{206}Pb	izotop olova 206
^{214}Bi	izotop bismut 214
^{214}Pb	izotop olova 214
^{218}Po	izotop olova 218
^{222}Rn	izotop radonu 222
^{226}Ra	izotop radia 226
^{237}Np	izotop neptunia 237
^{241}Am	izotop americia 241
^2H	izotop vodíku 2, deuterium
^3H	izotop vodíku 3, tritium
^{54}Cr	izotop chromu 54
^{54}Mn	izotop manganu 54
^{57}Co	izotop kobaltu 57
^{57}Fe	izotop železa 57
^{60}Co	izotop kobaltu 60
^{60}Ni	izotop niklu 60
$^{60}\text{Ni}^*$	jádro izotopu niklu 60 v excitovaném stavu
^{99}Mo	izotop molybdenu 99
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	metastabilní stav izotopu technecia 99
α	záření alfa
AD	analogově digitální
β	záření beta
β^+	pozitronové záření beta
β^-	elektronové záření beta
BeO	oxid berylnatý
CT	počítačová tomografie
$D_{1/2}$	šířka fotopíku v poloviční výšce
ΔI	proudové zesílení
ΔU	mezi dynodový potenciál [V]
e^-	elektron
e^+	pozitron
E_γ	energie kvanta záření gama [J]
$E_{\gamma'}$	energie kvanta záření gama, rozptýleného Comptonovým rozptylem [J]
E_k	kinetická energie [J]

E_v	vazebná energie elektronu v atomovém obalu [J]
eV, keV, MeV	Elektronvolt, kiloelektronvolt, megaelektronvolt
φ	úhel rozptylu [°]
FNO	Fakultní nemocnice Ostrava
f_g	geometrická detekční účinnost
f_p	detekční účinnost fotopíku
f_v	vnitřní detekční účinnost
γ	záření gama, foton záření gama
g/cm^3	gram na centimetr krychlový, jednotka hustoty
γ'	foton záření gama, rozptýlený Comptonovým rozptylem
GaAs, Ga(As)	galium arsenid
Ge(Li)	germanium se stopovým množstvím lithia
GM	geiger mulerova trubice
h	Planckova konstanta [J.s]
InGaAs	indium galium arsenid
K	draslík, slupka v atomovém obalu
K_α	linie charakteristického záření
λ	vlnová délka [m]
$L, L_{\alpha 1}, L_{\beta 1}, L_{\gamma 1}$	slupka v atomovém obalu
M	celkové zesílení
m_0	klidová hmotnost [kg]
N	četnost impulsů
ν	frekvence [Hz]
n	neutron, registrovaná četnost impulsů
Na	sodík
$\text{Na}^{99m}\text{TcO}_4$	technecistan sodný
NaI(Tl)	jodid sodný aktivovaný thaliem
ν_e	elektronové antineutrino
$\bar{\nu}_e$	elektronové neutrino
Ni	celkové množství záření emitované zářičem
p	proton
r	poloměr průřezu detektoru [m]
R	vzdálenost zdroje od detektoru [m]
Rb	rubidium
S	součinitel sekundární emise
Sb	antimon
SbCs	antimonid cesia
SPECT	jednofotonová emisní počítačová tomografie
t	mrtvá doba detektoru [s]
Tl	thalium
X	rentgenové záření

Obsah

1	Úvod	1
2	Teoretický rozbor.....	2
2.1	Vlastnosti záření gama	2
2.1.1	Energie záření gama	2
2.1.2	Původ záření gama	3
2.1.3	Záření gama a rentgenové záření.....	5
2.1.4	Interakce záření gama s látkou	5
2.1.4.1	Fotoefekt	6
2.1.4.2	Comptonův rozptyl.....	6
2.1.4.3	Tvorba elektron-pozitronových párů	7
2.1.4.4	Jaderný fotoefekt	8
2.2	Scintilační a polovodičové detektory	8
2.2.1	Princip činnosti scintilačního detektoru	9
2.2.1.1	Mechanismus vzniku scintilací u anorganických scintilátorů	9
2.2.1.2	Vlastnosti scintilátorů	11
2.2.1.3	Fotonásobič.....	11
2.2.1.4	Scintilační sonda	14
2.2.2	Princip činnosti polovodičového detektoru	14
2.3	Vznik a struktura scintilačního spektra	16
2.3.1	Fotopík	17
2.3.2	Spojité spektrum Comptonova rozptylu	17
2.3.3	Vrchol zpětného rozptylu.....	17
2.3.4	Vrcholy charakteristického rentgenového záření	18
2.3.4.1	Vnitřní konverze záření gama	18
2.3.4.2	Interakce záření gama s atomárními obaly materiálu stínění	19
2.3.5	Únikový vrchol Jódu	19
2.3.6	Anihilační vrchol	20
2.3.7	Sumační (koincidenční) vrcholy.....	20
2.4	Fyzikální parametry detektoru gama	20
2.4.1	Energetické rozlišení	21
2.4.2	Detekční účinnost.....	21
2.4.2.1	Vnitřní detekční účinnost (f_v)	21
2.4.2.2	Detekční účinnost fotopíku (f_p)	22
2.4.2.3	Geometrická detekční účinnost (f_g).....	22
2.4.3	Mrtvá doba	23
3	Praktická část	26
3.1	Energetická kalibrace pomocí etalonů.....	28
3.1.1	Postup měření	29
3.1.2	Výsledky měření.....	29
3.2	Měření teplotní stability scintilačního detektoru	30
3.2.1	Postup měření	31
3.2.2	Výsledky měření.....	31
3.3	Měření teplotní stability s vlivem únavového efektu fotonásobiče	32
3.3.1	Postup měření	32

3.3.2	Výsledky měření.....	32
3.4	Měření spekter konkrétních radionuklidů a jejich interpretace	34
3.4.1	Postup měření	34
3.4.2	Výsledky měření.....	34
3.4.2.1	Spektrum radionuklidu ^{137}Cs	35
3.4.2.2	Spektrum radionuklidu ^{241}Am	36
3.4.2.3	Spektrum radionuklidu ^{131}I	37
3.4.2.4	Spektrum radionuklidu ^{60}Co	40
3.4.2.5	Spektrum radionuklidu ^{57}Co	41
3.4.2.6	Spektrum radionuklidu ^{226}Ra	42
3.5	Měření polohy fotopíku v závislosti na geometrickém uspořádání.....	46
3.5.1	Postup měření	46
3.5.2	Výsledky měření.....	46
3.6	Měření radionuklidové čistoty eluátu Technecia.....	48
3.6.1	Postup měření	48
3.6.2	Výsledky měření.....	48
3.7	Měření indukované radioaktivity homogenizačního filtru 20 MeV ozařovače	52
3.7.1	Postup měření	53
3.7.2	Výsledky měření.....	53
4	Závěr	56
5	Seznam použité literatury	58

1 Úvod

Spektrometrie záření gama je velmi důležitou vědní disciplínou, která má své uplatnění nejen na poli základního výzkumu v největších urychlovačích částic, kde se lidstvo snaží opět o malý kousek posunout k celkovému poznání struktury našeho světa, ale také jako účinný nástroj pro mnoho medicínských aplikací. Záření gama je lidským očím neviditelné a proto je k jeho „zviditelnění“ nutné použít sofistikované spektroskopické metody. Tato práce je zaměřena především na metodu scintilačních detektorů.

V teoretické části této práce jsou nejdříve popsány vlastnosti záření gama, jeho původ a interakce s látkou. Dále je zde popsán princip scintilačního detektoru a ve zkratce i princip detektoru polovodičového. Pro kvalitní interpretaci naměřených spekter je nutné znát jejich obecnou strukturu, proto se část mé práce věnuje i tomuto tématu. V posledním bodě teoretického rozboru je pojednáno o fyzikálních parametrech detektoru gama, jako detekční účinnost, energetické rozlišení nebo mrtvá doba.

Cílem této práce je nejen zpracování literární rešerše o dané problematice, ale také zvládnutí metodiky měření spekter na scintilačním detektoru a praktická spektrometrická měření. V této práci je tedy zahrnuta metoda energetické kalibrace, dále je také zhodnocen vliv teplotní nestability scintilačního detektoru, únava fotonásobiče a vliv geometrie měření na polohu fotopíku. Pro ukázkou zvládnutí metod spektrometrické analýzy jsou zde vyhodnocena spektra některých konkrétních radionuklidů. V neposlední řadě tato práce obsahuje analýzu radionuklidové čistoty eluátu ^{99m}Tc , kde byly výsledky měření na scintilační sondě ověřeny měřeními na detektoru polovodičovém. Posledním cílem práce, je proměření spektra indukované radioaktivity v homogenizačním filtru na 20 MeV z gama ozařovače FNO.

2 Teoretický rozbor

2.1 Vlastnosti záření gama

Každý z vlastní zkušenosti ví, že jevy běžného denního života lze popsat Newtonovkou mechanikou. Vždy pozorujeme nějaký makroskopický objekt a výslednou sílu na něj působící, chování objektu a jeho pohyb je tedy dán jakousi „sílou“, jež může být různého původu. V moderní fyzice však již pro nesnadno uchopitelný pojem „síla“ není místo. Mnohaleté úsilí fyziků, snaha odpovědět na otázku: „Co je to síla?“, vyvrcholilo ve dvacátém století, kdy se v hlavách teoretiků a ve velkých experimentech prováděných na největších urychlovačích světa, začala rýsovat skutečná povaha mikrosvěta. Povaha světa na té nejzákladnější úrovni, je nyní popsána tzv. Standardním modelem elementárních částic a interakcí, který popisuje soubor elementárních částic, ze kterých je složena látka a dále pak soubor intermediálních částic, které zprostředkovávají interakce na nejzákladnější úrovni mikrosvěta. Silové působení mezi dvěma částicemi je ve standardním modelu chápáno jako výměna intermediální částice, příslušející dané interakci. Podrobné popsání Standardního modelu je bohužel mimo rozsah této práce. My se zde budeme věnovat pouze interakci nejdůležitější a to interakci elektromagnetické, jejíž intermediální částicí je foton. Jak již název práce napovídá, budeme se zabývat především fotony záření gama, popíšeme jejich vlastnosti a způsoby jejich interakce s hmotou.

2.1.1 Energie záření gama

Ve spektru elektromagnetického záření, bychom záření γ našli jako nejtvrďší záření s vlnovými délkami klidně kratšími než řádově 10^{-8} m. Zároveň se jedná o záření nejenergetičtější, s energiemi kolem 10^6 eV. Energii jakéhokoliv fotonu elektromagnetického záření můžeme určit podle Planckova vztahu:

$$E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} [J] \quad (2.1.1)$$

kde h je Planckova konstanta $6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$, ν je frekvence záření a λ jeho vlnová délka.

Ve fyzice mikrosvěta, při zkoumání interakcí na úrovni elementárních částic nebo v našem případě atomů a jejich jader, je výhodnější energii (jak už kinetickou nebo vnitřní energii částic, tak také energii intermediálních částic, například fotonů) vyjadřovat v tzv. *elektronvoltech*. Jeden elektronvolt (1 eV) odpovídá kinetické energii, kterou částice s elementárním nábojem (např. elektron) získá při urychlení potenciálem 1 volt. Přepočtení vztah mezi obvyklejší jednotkou energie Joulem a Elektronvoltem je:

$$1[eV] = 1,602 \cdot 10^{-19} [J] \quad (2.1.2)$$

V této práci bude jako jednotka energií fotonů záření γ používán Elektronvolt, nebo jeho násobky (keV, MeV, GeV).

2.1.2 Původ záření gama

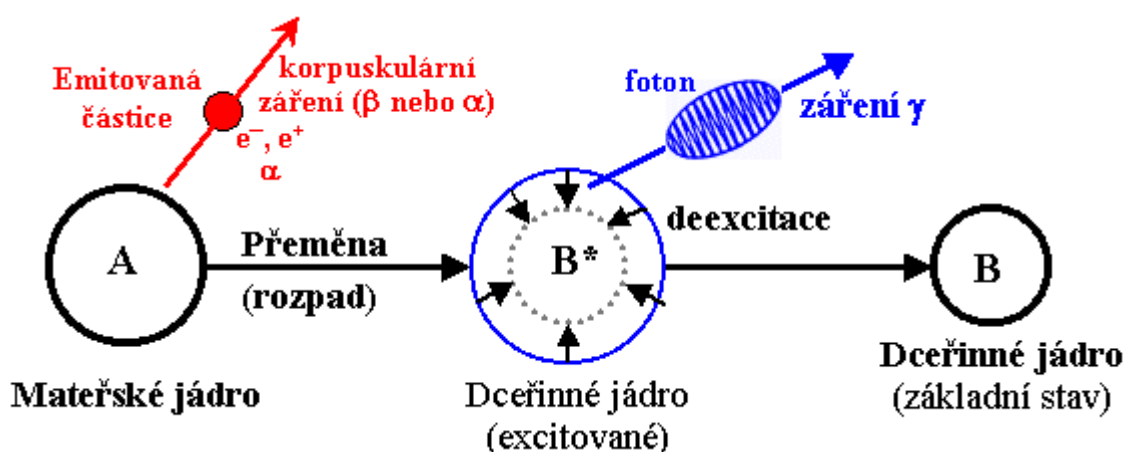
Hlavní mechanismus vzniku záření γ , a také způsob vzniku záření γ zkoumaného v této práci je *radioaktivita gama*.

V přírodě neexistují čisté gama zářiče. Tento druh elektromagnetického záření vzniká jako průvodní jev ostatních druhů radioaktivity (α , β), které zde ale podrobně popsány nebudou. Jak záření α , tak záření β je na rozdíl od záření γ zářením korpuskulárním. Při radioaktivním α rozpadu jádra je z jádra atomu emitována α částice, což není nic jiného, než jádro Héliu. Při β rozpadu jádra je z jádra emitován buď pozitron nebo elektron, v závislosti na druhu samotného β rozpadu. V následujícím odstavci budou jen stručně nastíněny příčiny obou typů radioaktivity.

Původ radioaktivity α se dá vysvětlit tak, že silné síly, které váží dohromady kvarky uvnitř nukleonů v jádře (a zbytkovou silou i nukleony samotné) rychle slábnou se vzdáleností (efektivní dosah silné interakce je řádově 10^{-15} m) a vykazují tzv. nasycení. Elektromagnetické síly, které od sebe odpuzují souhlasně nabitě protony v jádře, nasycení nevykazují a jejich dosah je nekonečný. Proto se z periferních oblastí velkého jádra, které obsahuje mnoho protonů, může utrhnout velmi stabilní a silně vázaná α částice. Původcem radioaktivity β je takzvaná slabá interakce, která mění kvarky uvnitř nukleonů a tím pádem i nukleony samotné (např. neutron na proton nebo naopak), v důsledku různých zákonů zachování ale musí být z jádra emitován buď elektron (pokud se mění neutron na proton) a nebo pozitron (při změně protonu na neutron). Dále je při β rozpadu emitováno slabě interagující neutrino. Slabá interakce stojí ještě za jedním druhem radioaktivity, tzv. *elektronovým záchytem*. Pokud totiž vlnová funkce některého z elektronů na vnitřních slupkách atomárního obalu zasahuje až do atomového jádra, může dojít například k procesu: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, při kterém se například jádra ^{57}Co mění na jádra ^{57}Fe . Spektrum této radioaktivní přeměny bylo proměřeno v této práci.

Ať už se jedná o α nebo β rozpad jádra, či o elektronový záchyt, vždy jde o natolik drastický zásah do struktury atomového jádra, že dceřiné jádro, vzniklé rozpadem, je většinou v excitovaném energetickém stavu. Excitované jádro většinou velice rychle deexcituje a příslušný energetický rozdíl se vyzáří prostřednictvím γ fotonu. Energetické hladiny atomového jádra jsou kvantovány, takže i všechny fotony γ emitované při daném druhu deexcitace budou mít stejné energie. Z toho plyne důležitý fakt – spektrum záření γ je čárové. Pokud má excitované dceřiné jádro více excitovaných hladin, bude emitováno několik skupin fotonů se stejnou energií, takže spektrum bude tvořeno několika diskrétními čarami.

Typickým příkladem vzniku záření γ při deexcitaci jádra může být β -rozpad kobaltu ^{60}Co (v této práci proměřený). Jádro kobaltu se nejprve přemění β -rozpadem na jádro niklu ^{60}Ni v excitovaném stavu, v procesu $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$, kde $\bar{\nu}_e$ je elektronové antineutrino. Nově vzniklé excitované jádro niklu se potom zbaví přebytečné energie vyzářením kvanta gama záření procesem: $^{60}\text{Ni}^* \rightarrow ^{60}\text{Ni} + \gamma$. Excitované jádro niklu má dvě excitované jaderné hladiny, takže vyzářená kvanta γ mají energie 1173 keV a 1332 keV. Typické schéma radioaktivní přeměny s vyzářením fotonu γ je na Obr. 2.1.1.



Obr. 2.1.1 – Typické schéma radioaktivní přeměny jádra A na excitované jádro B* a jeho následné deexcitace za vyzářením fotonu záření γ . [1]

Z uvedeného příkladu plynou dvě velice důležité skutečnosti:

1. Záření γ je časově následující po emisi korpulárního záření při vlastní jaderné přeměně.
2. Většina radionuklidů jsou zářiče smíšené, tj. $\alpha + \gamma$ nebo $\beta + \gamma$. Jen některé zářiče jsou čisté α nebo β , u nich je dceřinné jádro po radioaktivní přeměně v základním stavu, není excitované a nedochází k následné emisi γ (například ^{14}C nebo ^3H)

Záření gama však nevzniká pouze při deexcitacích vzbuzených jader, ale vzniká také při jiných vysoce energetických procesech, jako jsou anihilace částic a antičástic, například dvě kvanta záření γ o energiích 511 keV vznikají při anihilaci elektronu s pozitronem v procesu $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$, nebo při interakcích vysokoenergetických částic, zde může vznikat záření γ o energiích řádů GeV, TeV i vyšších.

[2]

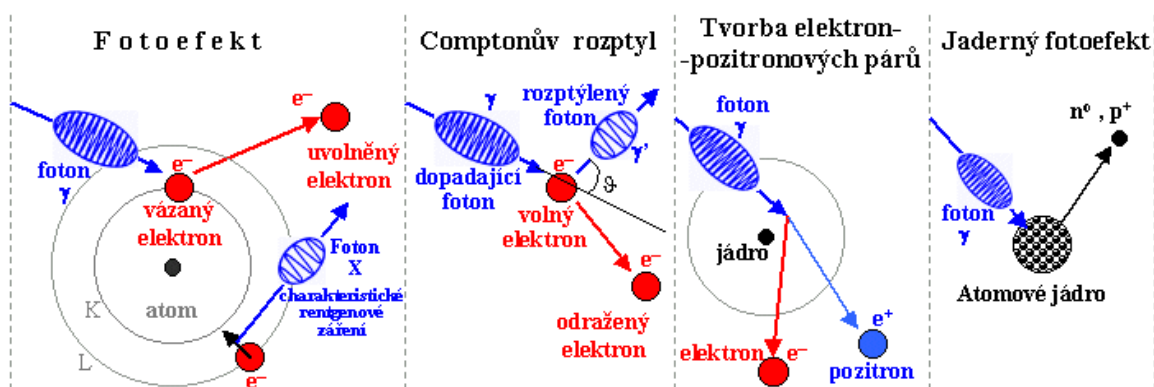
2.1.3 Záření gama a rentgenové záření

Záření γ však nemusí být nutně energetičtější, než záření rentgenové. Pro rozdělení těchto druhů záření (pokud vznikají v atomech v důsledku kvantování energetických hladin) platí, že záření γ je fotonové záření vznikající v jádrech při deexcitaci vzbuzených jaderných hladin, a to i v případě, že má nízkou energii několika keV. Naproti tomu nespojité spektrum rentgenového záření vzniká na nižších slupkách atomárního obalu (slupky K, L) při přeskokách elektronů z vyšších energetických hladin na hladiny nižší. Můžeme tak mít např. záření γ o energii pouhých 14,4 keV (jedna z energií emitovaných radionuklidem ^{57}Co) a přitom X-záření o energii 75 keV (linie K_α charakteristického záření olova). Fotonové záření o velmi vysokých energiích, řádově MeV, však již obvykle nazýváme zářením γ , bez ohledu na způsob jeho vzniku.

[2]

2.1.4 Interakce záření gama s látkou

Fotony záření γ nemají elektrický náboj, takže nemohou, na rozdíl od korpuskulárního záření (α , β^+ , β^-), přímo elektrickou silou ionizovat atomy. Přesto však záření γ patří do skupiny ionizujícího záření, neboť foton γ , jako kvantum energie elektromagnetického pole, může svou energii předat jiné nabitě částici. Může například urychlit elektron nebo excitovat atomové jádro. Při popisu interakce záření γ s látkou se zde nebudeme zabývat neionizačními procesy (jako jsou Rayleighův koherentní rozptyl nebo excitace elektronů v obalu atomu), které z hlediska fyziky ionizačního záření nemají téměř žádný význam, ale budeme se naopak věnovat popisu jednotlivých ionizačních procesů, které jsou názorně ukázány na Obr. 2.1.2.



Obr. 2.1.2 – Interakce fotonů záření γ s látkou [1]

2.1.4.1 Fotoefekt

Při fotoefektu se foton γ srazí s elektronem vázaným v obalu atomu, předá mu veškerou energii a zanikne. Elektron, který získal jeho energii se uvolní z vazby atomu a vyletí s energií danou Einsteinovou rovnicí pro fotoefekt

$$E_K = h \cdot \nu - E_v \quad (2.1.3)$$

kde E_v je vazebná energie elektronu v atomovém obalu. Uvolněný elektron se bude dále pohybovat v látce, bude se odrážet mezi atomy a ionizovat je, až se nakonec zabrzdí, případně rekombinuje s některým z atomů. Jeho chování je stejné jako u ionizujícího β záření. Na uvolněné místo po elektronu, který byl vyražen z nižší slupky okamžitě přeskočí elektron z vyšší slupky za vyzáření charakteristického rentgenového záření. Foton charakteristického rentgenového záření však nemusí „opustit atom“, na své cestě atomárním obalem může být znovu zachycen některým z vnějších elektronů, který je tím z atomu vyražen, jako tzv. Augerův elektron, jedná se o proces vnitřní konverze rentgenového záření, který má stejný princip jako vnitřní konverze záření γ , která bude popsána dále, v části pojednávající o jednotlivých částech scintilačního spektra. Pravděpodobnost fotoefektu je přímo úměrná 5. mocnině protonového čísla ozařovaných atomů a nepřímo úměrná 3. mocnině energie fotonů γ . Fotoefekt proto nastává nejčastěji u záření γ s nižšími energiemi a v látkách s velkým protonovým číslem. Při energiích nad 1-2 MeV je pravděpodobnost fotoefektu již minimální. Fotoefekt a jeho průvodní jevy jsou nejdůležitější interakcí záření γ s látkou, která se využívá pro spektrometrii záření γ .

[3]

2.1.4.2 Comptonův rozptyl

Pokud foton γ záření zainteraguje s volným nebo jen slabě vázaným elektronem, předá mu jen část své energie a sám nezaniká, ale letí dál s nižší energií. Výsledné energie urychleného elektronu a zbylého fotonu γ , se řídí zákonem zachování energie a hybnosti. Pro energii E_γ' kvanta γ' rozptýleného o úhel φ , lze odvodit vztah

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma(1 - \cos \varphi)}{m_0 c^2}} \quad (2.1.4) [2]$$

kde m_0 je klidová hmotnost elektronu. Z uvedeného tedy plyne, že čím větší je úhel rozptylu, tím více energie foton ztratí. Elektron, který je srážkou urychlený na energii $E_\gamma - E_\gamma'$ bude ionizovat okolní atomy stejným způsobem jako každé jiné záření β . Pravděpodobnost Comptonova rozptylu roste s rostoucí hustotou látky a protonovým číslem, a klesá s rostoucí energií fotonů. Nejvíce se uplatňuje u záření γ středních a vyšších energií a v látkách s nízkým protonovým číslem (voda, tkáň). Comptonův rozptyl může proběhnout opakovaně, do té doby,

než foton opustí látku, nebo ztratí tolik energie, že zaniká fotoefektem na některé z elektronových hladin atomů.

[2]

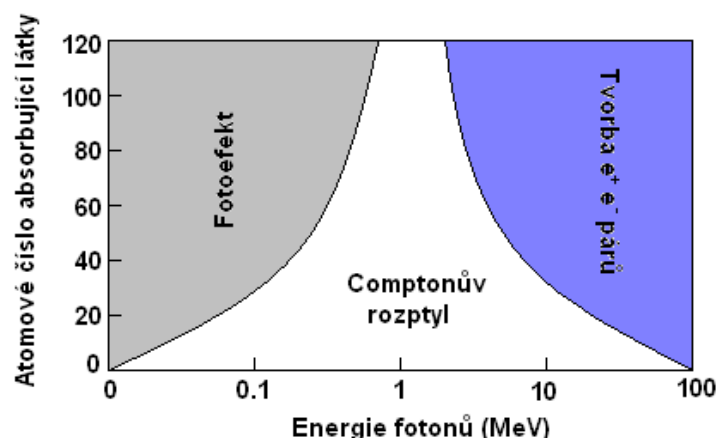
2.1.4.3 Tvorba elektron-pozitronových párů

Pokud má foton γ energii větší než 1,022MeV (klidové hmotnosti elektronu a pozitronu jsou 511 keV), může se při svém průletu kolem atomového jádra přeměnit na dvojici částic, elektron + pozitron: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$. Pozitron z počátku podobně jako letící elektron při svém průletu ionizuje okolní atomy a po zabrzdění anihiluje s některým s okolních elektronů za vzniku dvou kvant γ o energiích 511keV, která z místa vzniku odlétají v důsledku zákona zachování hybnosti v opačných směrech. Ve spektru záření γ je pak patrný tzv. anihilační pík. Osud elektronu v látce je stejný jako v předchozích případech. Pár $e^+ e^-$ může z fotonu γ vzniknout jen při jeho průletu elektrickým polem atomového jádra, pár částice-antičástice nemůže z letícího fotonu vzniknout samovolně ve vakuu a to ze dvou důvodů:

1. Součet hybností vzniklého elektronu a pozitronu je vždy menší než hybnost dodaná fotonem, je proto třeba třetí částice, která přijme přebytek hybnosti, tou je v tomto případě atomové jádro.
2. Fyzikální zákony jsou invariantní ve všech inerciálních vztažných soustavách. Pokud se budeme ve vakuu pohybovat ve směru letícího fotonu, bude jeho frekvence (a tedy i energie) v důsledku Dopplerova jevu nižší, než jeho frekvence naměřená z klidu. Pokud, jako rovnoměrně se pohybující pozorovatelé, naměříme energii fotonu nižší než 1,022 MeV, nemůže vzniknout pár $e^+ e^-$, protože fyzikální zákony jsou stejné ve všech inerciálních vztažných soustavách. Tato situace se změní, bude-li foton prolétat kolem atomového jádra, neboť v tu chvíli je důležitá jeho energie z pohledu klidové soustavy jádra.

[2], [5]

Na Obr. 2.1.3 je názorně vidět rozdělení těchto tří druhů interakce záření γ s látkou v závislosti na atomovém čísle absorbující látky a energii fotonů γ . Je vidět, že například fotoefekt se uplatňuje u záření nízkých energií při vysokém atomovém čísle absorbující látky.



Obr. 2.1.3 – Rozdělení způsobu interakce v závislosti na atomovém čísle absorbující látky a energii fotonů [3]

2.1.4.4 Jaderný fotoefekt

Jestliže má kvantum záření γ energii větší, než je vazebná energie nukleonů v atomovém jádře, může toto kvantum přímo vyvolat jadernou reakci, při níž je z jádra vyražen neutron či proton. Nejjednodušší fotojadernou reakcí je vyražení neutronu z jádra deuteria $\gamma + {}^2H_1 \rightarrow p + n$ (tj. jeho rozštěpení na proton a neutron), které má prahovou energii 2,23 MeV. Přibližně platí, že čím je těžší atomové jádro, tím je potřeba větší energie kvanta γ , k uvolnění nukleonu. Výsledné jádro může být po fotojaderné reakci radioaktivní (poruší se rovnováha mezi protony a neutrony), říkáme, že dochází k tzv. *gama aktivaci*. Tento jev stojí například za indukovanou radioaktivitou v homogenizačních filtrech vysokoenergetických ozařovačů a bude dále zkoumán v této práci.

[2]

2.2 Scintilační a polovodičové detektory

Ionizující záření a tedy i záření γ , je okem neviditelné (neboť naše oči jsou citlivé jen na elektromagnetické záření v rozsahu cca 400 – 700 nm) a proto je třeba jej detekovat pomocí vhodných fyzikálních metod a sofistikované přístrojové techniky. Detekce nám kromě zviditelnění tohoto záření umožňuje zkoumat jeho vlastnosti a využívat jej v řadě vědeckotechnických, průmyslových a medicínských aplikací. Problematika měření intenzity, energie, prostorové distribuce atd. tohoto druhu záření se souhrnným názvem označuje jako spektrometrie záření gama. Spektrometrií záření gama se zabývá tato práce. Pro detekci a spektrometrii záření γ se nejčastěji využívají takzvané scintilační a polovodičové detektory. Princip jejich činnosti bude popsán v následujícím textu. Polovodičovému detektoru se budeme věnovat jen okrajově, neboť byl v této práci využit jen jednou a drtivá většina měření se prováděla na detektoru scintilačním.

[2]

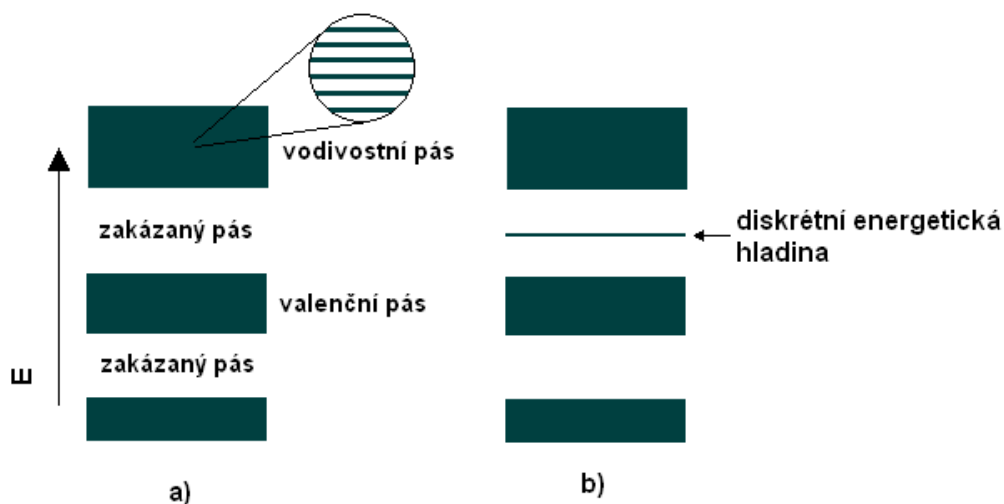
2.2.1 Princip činnosti scintilačního detektoru

Některé látky mají tu vlastnost, že při pohlcení kvanta ionizujícího záření zareagují vysláním světelného záblesku, scintilací. Tento světelný záblesk je přeměněn na elektrický proud, který je zesílen v citlivém fotonásobiči. Nejčastěji využívaným scintilátorem je jodid sodný aktivovaný thaliem - NaI(Tl), ve formě monokrystalu. Výstupní signál fotonásobiče je dále zesílen a přiveden na AD převodník, kde se analogová velikost amplitudy převádí na digitální informaci, jež je dále zpracována počítačem ve vyhrazené části paměti – mnohokanálovém analyzátoru, kde se každé amplitudě signálu přidělí jeden kanál – energie záření γ a vzniká tak typické scintilační spektrum.

[4]

2.2.1.1 Mechanismus vzniku scintilací u anorganických scintilátorů

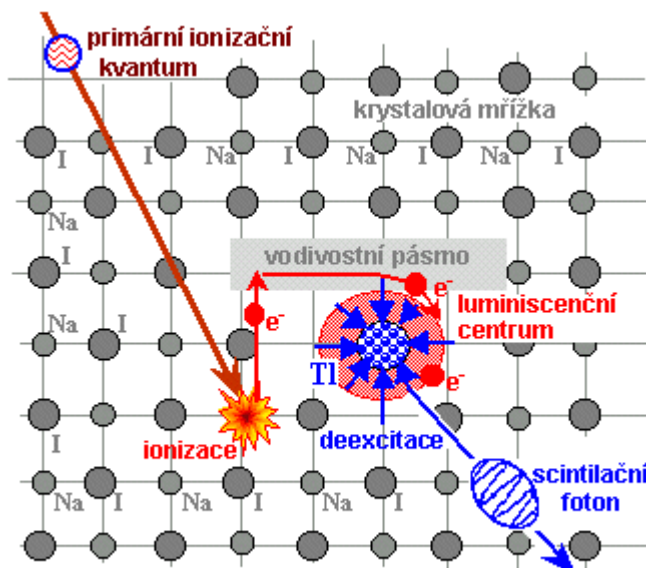
Nejdůležitější částí scintilačního detektoru je scintilační krystal. Jeho funkci si zde podrobně popíšeme. V pevných látkách popisujeme energetické stavy elektronů v obalech atomů tzv. pásovou teorii. Elektrony v obalu každého osamoceného atomu mohou nabývat pouze určitých diskrétních energetických hladin, mezi kterými jsou energie zakázané, jichž vázaný elektron nabýt nemůže. V pevné látce, kde jsou atomy vázány v krystalické mřížce, však vede vzájemné působení blízkých atomů k jakémusi „rozmazání“ dovolených energií (neboť se vlnové funkce elektronů v obalech částečně překrývají) a vznikají tak energetické pásy, mezi nimiž jsou pásy zakázaných energií. Kdybychom se však mohli na pásy dovolených energií podívat zblízka, stále bychom zde našli diskrétní energetické hladiny, které jsou však velice nahuštěny blízko sebe, je tak vidět na Obr. 2.2.1 část a) .



Obr. 2.2.1 - a) pásová struktura ideální krystalické mřížky b) pásová struktura krystalu s „defektem“, kde vzniká diskrétní hladina v zakázaném pásu

Tak je tomu však pouze v případě ideální krystalické mřížky, ve skutečnosti vznikají v krystalové mřížce různé nepravidelnosti a defekty, které vedou ke vzniku místních diskrétních

energetických hladin v pásech zakázaných energií, jak je ukázáno na Obr. 2.2.1 b). Tyto diskrétní hladiny vznikají jednak samovolně, ale také jako důsledek dopování krystalu aktivačními ionty vhodných prvků (např. Tl). Do těchto nově vytvořených diskrétních hladin mohou přeskokovat elektrony z ostatních pásů. Vzniklá excitační centra mohou být trojího druhu: luminiscenční centra, centra metastabilních stavů a zhášecí centra. Pokud do krystalu vnikne ionizující záření, může vyrazit elektron z valenčního do vodivostního pásu, ve kterém se elektron relativně volně pohybuje krystalem a ztrácí svou energii srážkami s okolními atomy. Tento elektron může být nakonec zachycen luminiscenčním centrem, ze kterého přechází na základní hladinu za vyzáření kvanta viditelného záření (scintilace), které je potom zachyceno fotonásobičem. Při zachycení na metastabilní hladině dochází k opožděné emisi záření – fosforescenci, která má však stejné spektrum jako luminiscence. Při zachycení elektronu ve zhášecím centru dochází k nezářivému odevzdání energie excitovaného stavu, například srážkami. Mechanismus vzniku scintilací je názorně vidět na Obr. 2.2.2.



Obr. 2.2.2 – Mechanismus vzniku scintilací v anorganickém scintilátoru [4]

V anorganických scintilátorech se velké množství luminiscenčních center dá vytvořit dopováním krystalické mřížky ionty vhodných prvků. V praxi se nejvíce využívá dopování ionty thalia v množství 1-2% v krystalech NaI(Tl). Je dobře využitelný pro detekci nízkých a středních energií záření gama. Jeho hlavní nevýhodou je, že je hygroskopický, proto musí být uzavřený v hermetickém vzduchotěsném pouzdře se skleněným výstupním okénkem, vnitřní stěny pouzdra jsou pokryty reflexním povrchem pro zvýšení světelného výtěžku. Pokud není pouzdro dokonale hermetické, dochází u krystalu k hydrolýze (projevuje se žloutnutím) a krystal tak ztrácí dokonalou transparentitu, zhoršuje se energetické rozlišení a konverzní účinnost.

[4], [6]

2.2.1.2 Vlastnosti scintilátorů

Zde uvedeme některé charakteristické fyzikální parametry, charakterizující jednotlivé druhy scintilátorů a jsou důležité pro jejich praktické aplikace.

1. Konverzní účinnost – podíl [%] celkové energie emitovaného světla a absorbované energie vstupujících kvant záření gama. V praxi se využívá pozměněná veličina zvaná světelný výtěžek, což je počet emitovaných světelných fotonů na 1 MeV pohlcené energie detekovaného kvanta primárního gama záření.
2. Luminiscenční spektrum – popisuje spektrální složení emitovaného luminiscenčního světla. Je důležité aby se maximum tohoto spektra krylo s maximum spektrální citlivosti fotokatody fotonásobiče. U většiny fotonásobičů je toto maximum v modré oblasti spektra (600-700 nm).
3. Scintilační dosvit – doba trvání scintilace, doba, za kterou tok scintilačních fotonů poklesne na $1/e$. Tento parametr je jedním z parametrů, určující rychlost procesu scintilační detekce – mrtvou dobu detektoru.
4. Hustota – Určuje míru absorpce záření gama ve scintilátoru a tím i detekční účinnost. Pro detekci tvrdšího záření gama (s energiemi stovky keV až jednotky MeV) jsou vhodné scintilátory s hustotou 3-9 g/cm³.
5. Mechanické, chemické a optické vlastnosti – například určují, jak velké monokrystaly lze z daného materiálu vypěstovat, při zachování homogenity a optické transparentnosti. Některé krystaly mohou být křehké, proto je třeba je chránit před tlakem a též před většími teplotními gradienty.
6. Energetické rozlišení – charakterizuje schopnost rozlišit dva fotony záření gama o blízkých hodnotách energie. Výsledné rozlišení závisí především na dokonalé optické průzračnosti scintilačního materiálu.

V následující tabulce (Tab. 2.2.1.) jsou tyto parametry uvedeny pro scintilační materiál, který byl použit pro detekci γ v této práci, tedy NaI(Tl).

Hustota [g/cm³]	3,67
Maximum luminiscence [nm]	415
Scintilační dosvit [μs]	0,23
Světelný výtěžek [foton/MeV]	$4 \cdot 10^4$

Tab. 2.2.1 – charakteristické parametry pro scintilační krystal NaI(Tl) [4]

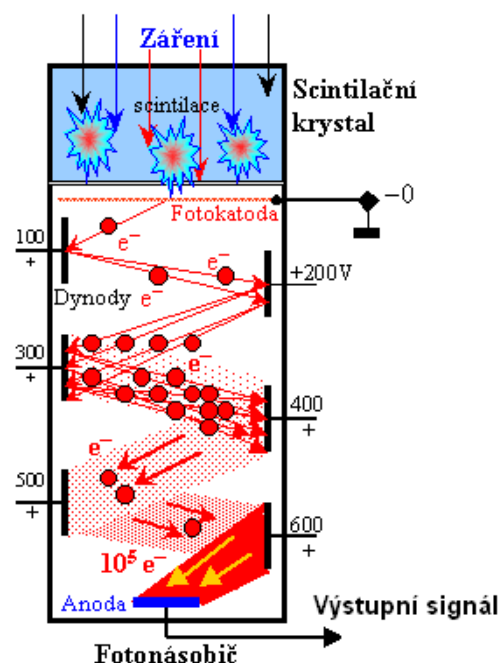
[4]

2.2.1.3 Fotonásobič

Další neméně důležitou částí scintilačního detektoru je fotonásobič. Ten, jako speciální opto-elektronická součástka umožňuje detekovat slabé světelné toky a přeměňovat je na elektrické

signály. V praxi existuje celá řada fotonásobičů nejrůznějších typů (jako například hybridní fotonový detektor, zobrazovací polohově citlivé multianodové fotonásobiče nebo polovodičové fotonásobiče) v této práci byl ale použit klasický fotonásobič s lineárním uspořádáním fokusovaných dynod a proto se jiným typům nebudeme věnovat.

Základní princip funkce fotonásobiče je následující. Fotony viditelného světla, které jsou emitovány ve scintilačním krystalu, dopadají na fotokatodu, kde fotoelektrickým jevem vyrazí z povrchu elektrony, které vylétají z materiálu do evakuovaného prostoru fotonásobiče. Fotonásobič dále obsahuje sérii elektrod, tzv. dynod, na které je přivedeno postupně vyšší a vyšší napětí. Každý vyražený elektron se tak začne pohybovat zrychleně na povrch nejbližší dynody a při nárazu vyrazí několik dalších elektronů. Tyto elektrony se začnou zrychleně pohybovat k další dynodě, z jejíhož povrchu opět uvolní několik dalších elektronů na každý dopadnuvší elektron. Díky tomuto opakovanému násobení se původně malý počet elektronů uvolněných z fotokatody velice zmnoží a na poslední dynodu (anodu) již dopadá velký počet (cca 10^5 - 10^8) elektronů. Tím se vyvolá měřitelný proudový impuls, který můžeme dále zpracovávat. Funkce fotonásobiče je názorně vidět na Obr. 2.2.3 , kde jsou však dynody nakresleny jen schématicky, protože ve skutečnosti mají zakřivený konkávní tvar, který zajišťuje fokusaci elektronů na další dynodu. Ve scintilační sondě se fotonásobič nachází hned za scintilačním krystalem. Aby nedocházelo ke ztrátám scintilačních fotonů totální reflexí ve vzduchové vrstvičce mezi výstupním okénkem krystalu a fotokatodou fotonásobiče, je tento prostor vyplněn světlovodným materiálem, zajišťujícím dobrý optický kontakt.



Obr. 2.2.3 – Princip činnosti fotonásobiče [4]

Fotokatoda fotonásobiče je tvořena velmi tenkou vrstvou napařenou na vnitřní straně vstupního okénka. Fotokatoda musí být velmi tenká, aby mohly elektrony uvolněné fotoefektem snadno vylétnout ven a nebyly absorbovány v materiálu. Využívá se materiálů s nízkou výstupní prací elektronů (Cs – 1,93 eV , Rb – 2,13 eV , K – 2,24 eV), vylétávající elektron má potom energii danou vztahem (1.3). Nejčastěji využívané materiály jsou antimonidy alkalických prvků, např. cesia a antimonu Sb-Cs, bialkalické materiály Cs-K-Sb, Cs-Rb-Cs, Na-K-Sb atd. Používají se také fotokatody z polovodičových materiálů typu p s vhodnou pásovou strukturou, jejichž povrch vykazuje negativní elektronovou afinitu a elektrony, které jsou excitované světlem, tak snadno pronikají ven do vakua. Jako takové se používají materiály jako GaAs nebo InGaAs. Důležitým parametrem je kvantová účinnost fotokatody, která udává procentuální poměr počtu emitovaných elektronů k počtu fotonů dopadajícího světla. Tato účinnost závisí na materiálu fotokatody a též na vlnové délce dopadajícího světla – spektrální citlivost fotokatody. Ta je zdola omezena podmínkou, aby energie fotonů (dle vztahu (2.1.1)) byla vyšší, než je výstupní práce elektronů z materiálu fotokatody. Shora je omezena optickou propustností okénka, proto se vstupní okénko někdy zhotovuje z křemenného skla, které je propustné pro UV záření. Pro vysoké energie fotonů (X a γ) je pravděpodobnost fotoefektu ve velmi tenké vrstvičce fotokatody velmi malá, fotonásobič je proto pro přímou detekci tohoto energetického záření nepoužitelný, proto se před něj zařazuje scintilační krystal, který konvertuje tvrdé záření γ na viditelné světlo.

[4]

Dynody fotonásobiče jsou elektrody na kterých je zesilován slabý tok elektronů z fotokatody sekundární emisí. Na povrchu dynod je nanášena tenká vrstva kovu s nízkou výstupní prací elektronů (nejčastěji SbCs nebo BeO) a s vysokým součinitelem sekundární emise. Střední počet elektronů vyražených z dynody je úměrný energii dopadajícího elektronu. Proudové zesílení jednoho násobícího stupně je dán vztahem,

$$\Delta I = S \cdot \Delta U \quad (2.2.1)$$

kde ΔU je mezidynodový potenciál a S je součinitel sekundární emise. Zesílení jednoho stupně ΔI při obvyklých hodnotách $S = 0,04-0,06$ a $\Delta U = 80-100V$, je $\Delta I = 3-6$. Při použití více dynod je možné dosáhnout velkého zesílení, až 10^8 , původně slabého proudu z fotokatody (pro N dynod je celkové zesílení $M = \Delta I^N$). Násobící systém se většinou sestává z 8-12 dynod a je zakončen sběrnou elektrodou, anodou s nejvyšším kladným potenciálem, odkud se přes pracovní odpor odebírá výstupní signál.

Ke správné funkci fotonásobiče je důležité na jeho jednotlivé elektrody – fotokatodu, dynody a anodu, přivést odpovídající vysoké napětí. Základní napájecí napětí cca 500 - 1500V je pomocí odporového děliče rozděleno na postupně vzrůstající napětí a přivedeno na jednotlivé dynody. Mezi fotokatodu a anodu je připojeno plné napětí přes pracovní odpor (řádově $M\Omega$), na němž proudový impuls vyvolá dle Ohmova zákona napěťový impuls. Tento napěťový impuls se vede přes oddělovací kondenzátor na zesilovač k dalšímu elektronickému zpracování. Změnou

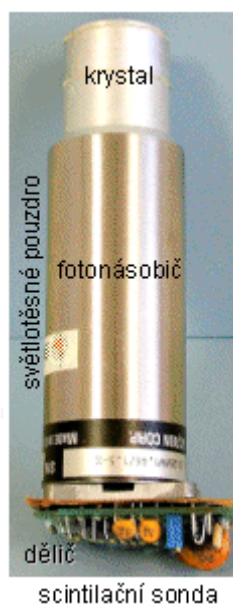
zesílení zesilovače měníme hodnoty energií příslušející jednotlivým kanálům, měníme tak polohu fotopíku. Měřením na radioaktivních etalonech spolu s posunem fotopíku pomocí změny zesílení provádíme energetickou kalibraci.

[4]

2.2.1.4 Scintilační sonda

Všechny části scintilačního detektoru - scintilační krystal, fotónásobič s paticí a odporovým děličem pro napájení dynod popř. s předzesilovačem, jsou umístěny ve světlotěsném pouzdře a jako celek tvoří tzv. scintilační sondu, znázorněnou na Obr. 2.2.4. Světlotěsnost scintilačního detektoru je nezbytnou podmínkou jeho správné funkce. Pokud by byla scintilační sonda rozebrána na světle při připojení vysokého napětí na fotónásobič, došlo by k jeho zničení vysokým světelným tokem.

[4]

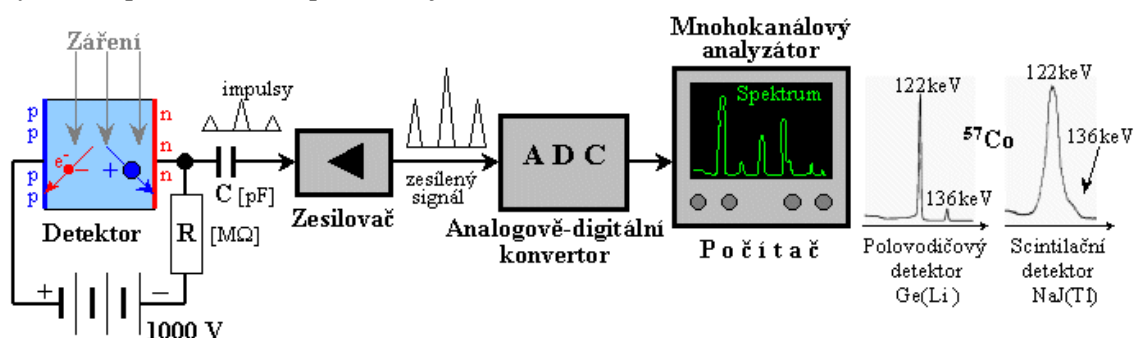


Obr. 2.2.4 – Scintilační sonda [4]

2.2.2 Princip činnosti polovodičového detektoru

Princip funkce polovodičového detektoru je značně odlišný od funkce detektoru scintilačního. Z elektronického hlediska je polovodičový detektor v podstatě dioda, která je zapojená v elektrickém obvodu s vysokým napětím přes velký odpor v závěrném směru, takže v klidovém stavu jí neprotéká žádný proud. Na PN přechodu tak vznikne ochuzená vrstva, která neobsahuje žádné volné nosiče náboje, takzvaná aktivní oblast. Vnikne-li do této aktivní oblasti kvantum ionizujícího záření, předá svoji energii elektronům v aktivní oblasti a ty přeskočí do vodivostního pásu (v množství úměrném ionizační energii kvanta záření). Vzniknou tak elektron-děrové páry, které se okamžitě v silném elektrické poli začnou pohybovat k jedné

z přiložených elektrod podle svého náboje. V elektrickém obvodu tak vznikne krátký proudový impuls (podobně jako v GM trubici) a na pracovním odporu vznikne úbytek napětí. Elektrický impuls se vede k předzesilovači. Amplituda impulsu je úměrná celkovému sebranému náboji, a tedy energii kvanta záření pohlceného v aktivní vrstvě detektoru. Amplitudovou analýzou výstupních impulsů můžeme provádět spektrometrickou analýzu energie detekovaného záření, podobně jako u scintilačních detektorů s použitím scintilačních krystalů a fotonásobičů. Zesílené impulsy se stejně jako u scintilačních detektorů vedou na AD převodník a odtud do paměti mnohokanálového analyzátoru, realizovaného v počítači, v jehož paměti se ukládá výsledné spektrum. Princip činnosti je názorně vidět na Obr. 2.2.5 .



Obr. 2.2.5 – Princip činnosti polovodičového detektoru [4]

Polovodičový detektor má velmi dobrou energetickou rozlišovací schopnost (zpravidla lepší než 1 keV), asi 30 krát lepší než detektory scintilační, to proto, že se neuplatňují některé vlivy rozmazání scintilačního spektra, jako například rozmazání z důvodu nedokonalé účinnosti sběru scintilačních fotonů na fotokatodu fotonásobiče. Srovnání energetického rozlišení polovodičového a scintilačního detektoru je vidět na Obr. 2.2.5 vpravo. Tyto detektory mají však oproti scintilačním detektorům nižší detekční účinnost pro záření gama a delší mrtvou dobu. Polovodičové detektory se používají všude tam, kde potřebujeme co nejlepší energetickou rozlišovací schopnost, např. v jaderné fyzice, neutronové aktivační analýze nebo při měření radionuklidové čistoty preparátů, pro tento účel byl polovodičový detektor využit i v této práci.

Jako materiály polovodičových detektorů se nejčastěji používají monokrystaly germania, buď se stopovým množstvím lithia, tzv. drift-detektory Ge(Li), nebo jako superčisté germanium samotné. Popřípadě se polovodičové detektory vyrábí i z křemíku, nebo Ga(As).

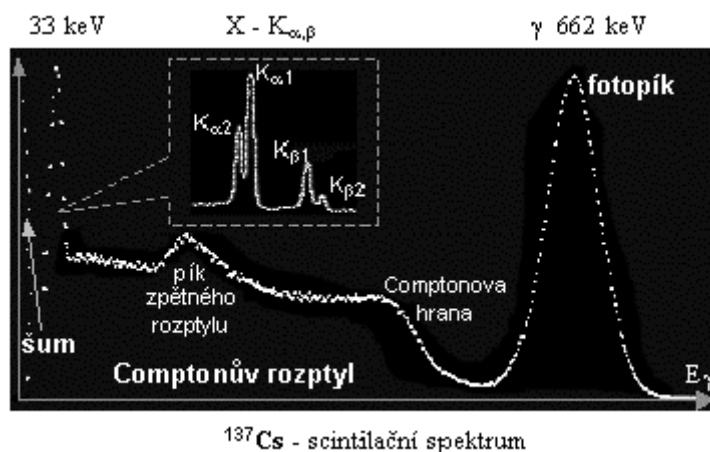
Polovodičové detektory pro svou správnou funkci musí být chlazeny a to se většinou provádí doplňováním chladicího média – kapalného dusíku. U detektorů nízkých energií bývá často chlazen i předzesilovač, který je tak umístěn v kryostatu společně s detektorem, aby byl co nejvíce potlačen tepelný šum.

[4]

2.3 Vznik a struktura scintilačního spektra

Při spektrometrické analýze vedeme výstupní signál (ať už ze scintilačního nebo polovodičového detektoru) po zesílení na AD převodník, kde se analogová velikost amplitudy převádí na digitální bitovou kombinaci, která se dále vede do vymezené paměti počítače – mnohokanálového analyzátoru. Počítač pak každé amplitudě impulsu (a tedy i konkrétní energii gama) přidělí odpovídající adresu v paměti, jejíž obsah se při detekci takového impulsu zvyšuje o 1. V paměti počítače tak postupně vzniká digitální energetické spektrum signálu, kde každá buňka paměti představuje konkrétní energii záření gama a její nastřádaný obsah představuje detekovaný počet fotonů této energie. Pokud si nyní obsah analyzátoru zobrazíme na obrazovce počítače, dostaneme typickou křivku – scintilační spektrum. O jeho struktuře bude pojednáno v následujících odstavcích.

V ideálním případě, kdy by se v krystalu ihned pohltila veškerá energie záření γ a byl by odstraněn rušivý vliv konstrukční nedokonalosti a zpoždění a šum vyhodnocovací elektroniky, by bylo spektrum radionuklidu čárové, s přesně danou energií odpovídající deexcitaci vzbuzené jaderní hladiny. Ve skutečnosti však fotony záření γ neinteragují se scintilátorem jen fotoefektem, při kterém mu předají veškerou svoji energii, ale také Comptonovým rozptylem, kdy odevzdají jen část energie a pak buď uniknou nebo vyvolají další interakci, dále pak ve scintilačním spektru vnikají další rušivé vrcholy, odpovídající charakteristickému rentgenovému záření (jako důsledek vnitřní konverze, nebo interakce fotonů s materiálem stínění), anihilační vrchol, zapříčiněný tvorbou a následnou anihilací elektron – pozitronových párů nebo například vrchol odpovídající zpětnému rozptylu záření γ . Vzniká tak typické scintilační spektrum, jako na Obr. 2.3.1, kde je pro ukázkou znázorněno spektrum radionuklidu ^{137}Cs (spektrum tohoto radionuklidu, bylo dále hodnoceno v praktické části této práce). Jeho části budou dále podrobně popsány.



Obr. 2.3.1 – Typické scintilační spektrum [4]

2.3.1 Fotopík

Hlavní vrchol, který nás při spektrometrii zajímá, je nepochybně fotopík. Ten odpovídá fotonům záření γ , které byly v krystalu úplně pohlceny (především fotoefektem) a odevzdaly veškerou svoji energii. V ideálním případě by fotopík byl úzce čárový, neboť skutečné spektrum záření γ je čárové, ve scintilačním spektru má však fotopík určitou šířku (což vede ke zhoršení energetického rozlišení, jak bude ukázáno v dalších částech) a to z následujících příčin:

1. Některé scintilační fotony, které vzniknou v periferních částech scintilačního krystalu nemusí dopadnout na fotokatodu. Jedná se tedy o nehomogenní účinnost sběru fotonů.
2. Dopad stejného množství fotonů může v různých místech fotokatody vést k emisi odlišného počtu fotoelektronů, což označujeme jako nehomogenní fotoelektrickou citlivost fotokatody. Dále se projevuje nehomogenita sběru fotoelektronů z okrajových oblastí fotokatody, tyto elektrony často nedopadnou na první dynodu.
3. Posledním činitelem jsou statistické fluktuace kvantové účinnosti a temného proudu, které rozmazávají amplitudu výstupních impulsů.

[4], [3]

2.3.2 Spojité spektrum Comptonova rozptylu

Spojité spektrum, táhnoucí se od fotopíku doleva odpovídá fotonům, které v krystalu ztratily jen část své energie Comptonovým rozptylem. Elektrony rozptýlené Comptonovým rozptylem tak mohou nabývat spojitého spektra energií, letí materiálem scintilátoru a excitují popřípadě ionizují jeho atomy. Spojité Comptonovo spektrum končí před fotopíkem tzv. Comptonovskou hranou, jež odpovídá maximální možné energii předané elektronům při jednom rozptylu daného kvanta záření γ (jedná se o totální odraz o 180° dle vztahu (2.1.4)). Comptonův rozptyl může nastat vícenásobně, potom je předaná energie vyšší, než energie odpovídající Comptonově hraně a spojité spektrum tam může rušivě zasahovat do fotopíku. Tvar a relativní zastoupení Comptonova spojitého spektra v poměru k fotopíku poněkud závisí na geometrických poměrech při detekci. V případě většího množství rozptylujícího prostředí v okolí detektoru, dochází ke zvýšení zastoupení Comptonova spojitého spektra ve scintilačním spektru.

[4], [3]

2.3.3 Vrchol zpětného rozptylu

Pokud jsou fotony záření γ , před tím než zasáhnou detektor, rozptýleny o 180° Comptonovým rozptylem v olověném stínění a dokování scintilační sondy a až potom jsou absorbovány v detektoru znázorněném na Obr. 2.3.3 bod 2), objeví se ve spojitém Comptonově spektru vrchol zpětného rozptylu.

[3]

2.3.4 Vrcholy charakteristického rentgenového záření

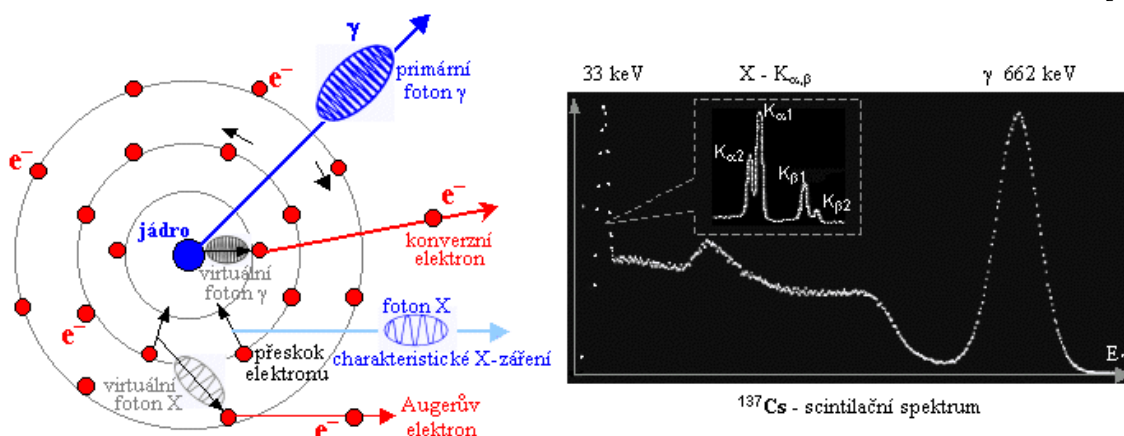
V počáteční části scintilačního spektra se nachází vrcholy charakteristického rentgenového záření. Jednotlivé vrcholy tohoto rentgenového spektra jsou často tak blízko u sebe, že je jejich energetické rozlišení ve scintilačním detektoru nemožné a rentgenové spektrum se tak „slije“ do jediného vrcholu. Pak si musíme pomoci detektorem polovodičovým, který má mnohem lepší energetické rozlišení, jak je vidět na Obr. 2.3.1 a Obr. 2.3.2. Charakteristické rentgenové záření ve scintilačním detektoru vzniká v zásadě dvěma způsoby: vnitřní konverzí záření γ a interakcí záření γ s atomárními obaly materiálu stínění detektoru. Oba způsoby budou dále popsány.

2.3.4.1 Vnitřní konverze záření gama

Je-li jádro v radionuklidu součástí atomu (což je téměř vždycky), nemusí se všechny fotony záření γ vzniklé v jádře skutečně vyzářit, ale může dojít k tzv. vnitřní konverzi záření gama. Při těchto procesech, foton záření γ , který je emitovaný z jádra při jeho deexcitaci (podle správnější terminologie je lepší říci, že foton γ z jádra nevyletí, energie vzbuzeného jádra je předána vnitřní slupce přímo virtuálním fotonem), interaguje s elektronem na některé z vnitřních slupek elektronového obalu atomu (nejčastěji na slupce K), sám foton γ zanikne a elektron vyletí z atomárního obalu. Na uprázdněné místo na slupce (nejčastěji K) okamžitě přeskočí jiný elektron z vyšší energetické hladiny (nejčastěji ze slupky L) za vyzáření fotonu charakteristického rentgenového záření. Odtud pochází vrcholy charakteristického rentgenového záření, které se často objevují ve spektrech záření gama.

Vnitřní konverzi však může podlehnout i charakteristické rentgenové záření vysílané při přeskokcích elektronů mezi vnitřními hladinami atomárního obalu (například po fotoefektu nebo vnitřní konverzi), takto emitované elektrony se nazývají Augerovy elektrony. Uvedené mechanismy vnitřní konverze jsou názorně vidět na Obr. 2.3.2.

[2]

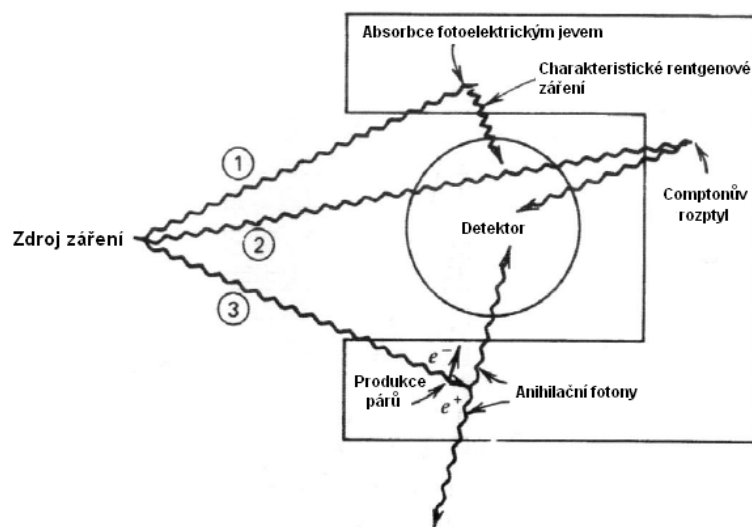


Obr. 2.3.2 – Mechanismus vzniku vnitřní konverze γ za vzniku konverzních elektronů a vyzáření charakteristického rentgenového záření a také mechanismus vnitřní konverze rentgenového záření za vzniku Augerových elektronů [1]

2.3.4.2 Interakce záření gama s atomárními obaly materiálu stínění

Pokud foton záření γ pronikne do stínicího materiálu obklopujícího detektor, interaguje s jeho atomy. Dochází například k Comptonovu rozptylu, jak bylo popsáno v části pojednávající o příčině vzniku vrcholu zpětného rozptylu. Foton γ však také může vyrazit některý elektron z vnitřní části atomárních obalů atomů materiálu stínění, nejčastěji ze slupky K a potom na takovéto uprázdněné místo přeskočí jiný elektron z vnější slupky, nejčastěji L. Rozdíl energií dvou elektronů na těchto hladinách je potom vyzářen ve formě charakteristického rentgenového záření a pokud je toto záření nasměrováno zpět do scintilačního krystalu, ve spektru se objeví vrchol charakteristického rentgenového záření, podle materiálu stínění, nejčastěji olova, jak je patrné z Obr. 2.3.3 bod 1). Vliv tohoto rentgenového záření na spektrum můžeme omezit tím, že zvětšíme vzdálenost mezi detektorem a stínícím materiálem.

[3]



Obr. 2.3.3 – 1) interakce záření gama s atomárními obaly stínění fotoefektem, 2) Zpětný rozptyl, 3) Anihilační vrchol (zde, jak je naznačeno, jeden foton uniká, ve spektru tedy vzniká únikový vrchol posunutý o 511 keV oproti hlavnímu fotopíku)

2.3.5 Únikový vrchol Jódu

Při absorpci záření γ v materiálu scintilátoru vzniká vlivem fotoefektu charakteristické rentgenové záření (K-série). Toto záření se většinou absorbuje a přispívá tak k fotopíku, avšak určitá část ho může uniknout z materiálu detektoru, potom vzniká odezva snížená o energii tohoto rentgenového fotonu. V případě scintilátoru NaI(Tl), jehož charakteristické rentgenové záření má energii 28keV, vzniká ve spektru vrchol, únikový pík, jež je posunut doleva o právě 28keV oproti fotopíku. Pokud je energie primárního záření γ větší než asi 200 keV, kdy už je

fotopík poměrně široký, padnou příslušné impulsy do oblasti fotopíku a únikový vrchol způsobí pouze určité rozšíření jeho náběžné části.

[4], [3]

2.3.6 Anihilační vrchol

Pokud je energie detekovaného záření γ větší než 1,022 MeV dochází při interakci s materiálem detektoru k produkci elektron - pozitronových párů. Pozitrony vzápětí anihilují s elektrony za vzniku dvou kvant γ o energiích 511 keV, tyto fotony vytvoří ve spektru anihilační vrchol odpovídající této energii. Pokud jsou oba anihilační fotony v detektoru úplně absorbovány, přispívají k primárnímu fotopíku. Pokud jeden z těchto fotonů unikne, ve spektru se objeví únikový vrchol, snížený oproti fotopíku o energii 511 keV, znázorněno je to na Obr. 2.3.3 bod 3). Pokud uniknou oba anihilační fotony, ve spektru nalezneme vrchol s energií o 1,022 MeV nižší než je energie primárního fotopíku.

[4], [3]

2.3.7 Sumační (koincidenční) vrcholy

Falešný, sumační vrchol ve spektru záření γ vzniká tehdy, když měřený radionuklid emituje dvě či více skupin fotonů záření γ nebo rentgenového a to současně. Pokud jsou takovéto fotony současně detekovány, sečtou se v detektoru světelné odezvy obou kvant a dají jedinému impulsu, jehož amplituda odpovídá součtu energií obou fotonů. Takto vzniklý vrchol ale neodpovídá žádné ze skutečných energií emitovaného záření. Relativní intenzita sumačního vrcholu závisí na detekční účinnosti, při nízké detekční účinnosti je současná detekce dvou kvant málo pravděpodobná, takže jeho intenzitu můžeme snížit například větší vzdáleností mezi zdrojem a detektorem. Sumační vrchol může také vznikat při vysokém toku fotonů u vzorků s vysokou aktivitou, tam lze intenzitu sumačního vrcholu omezit například naředěním vzorku.

[4], [3]

2.4 Fyzikální parametry detektoru gama

Zcela přesné měření počtu kvant, energií, intenzit a dalších charakteristik ionizujícího záření se 100% účinností není v praxi možné. Na měřicím procesu se projevuje řada nepříznivých fyzikálních a technických vlivů, které omezují možnosti měření či zkreslují výsledky. V dalších odstavcích si tyto vlivy popíšeme a to konkrétně pro scintilační detektor, s nímž byly získány výsledky této práce.

[4]

2.4.1 Energetické rozlišení

Jak již bylo ukázáno v pojednání o struktuře scintilačního spektra, jednotlivé vrcholy ve spektru nejsou čárové, jak by odpovídalo skutečnému spektru energií, ale jsou lehce „rozmazané“ kolem skutečné hodnoty. To se potom výrazně projevuje na energetickém rozlišení detektoru, kterým rozumíme nejmenší rozdíl energií detekovaného záření, které ve spektru ještě rozlišíme jako dva vrcholy, nebo ekvivalentně tzv. pološířku fotopíku – jeho šířku v poloviční výšce. Energetické rozlišení se vyjadřuje buď absolutně v keV nebo relativně v procentech podle vztahu:

$$\text{Energetické rozlišení} = \frac{D_{1/2}}{E_\gamma} [\%] \quad (2.4.1) [4]$$

kde $D_{1/2}$ je šířka fotopíku v poloviční výšce a E_γ je energie γ určená polohou středu fotopíku. Změřená hodnota energetického rozlišení je závislá na energii E_γ a je zvykem ji udávat pro $E_\gamma = 662$ keV radionuklidu ^{137}Cs . Pro scintilační detektory se energetické rozlišení pohybuje okolo 10%, konkrétní hodnota pro zde využitý scintilační detektor bude změřena v praktické části této práce. Nedokonalé energetické rozlišení scintilačního detektoru způsobuje, že fotopíky dvou blízkých energií se slévají v jeden vrchol, pro rozlišení hodně blízkých energií je proto třeba použít polovodičový detektor. Pro srovnání, polovodičový Ge(Li) detektor má pro energie E_γ energetické rozlišení 0,42% a kolem 0,2% pro E_γ větší než 1 MeV.

[3], [4]

2.4.2 Detekční účinnost

Úkolem scintilačních detektorů je objektivní měření intenzity záření či počtu jeho kvant v daném místě nebo daném vzorku. V optimální situaci, přístroj detekuje každé kvantum unikající ze vzorku, potom má 100% účinnost, to však v praxi není z fyzikálních či konstrukčních důvodů možné. V zásadě existují tři faktory ovlivňující detekční účinnost detektoru – Vnitřní detekční účinnost f_v , Detekční účinnost fotopíku f_p a geometrická detekční účinnost f_g , celková detekční účinnost detektoru je pak dána vztahem,

$$\text{Celková d.ú.} = f_v \cdot f_p \cdot f_g \cdot N_i \quad (2.4.2)$$

kde N_i je celkové množství záření emitované zářičem. Jednotlivé faktory, které se podílí na celkové detekční účinnosti budou popsány v následujících odstavcích.

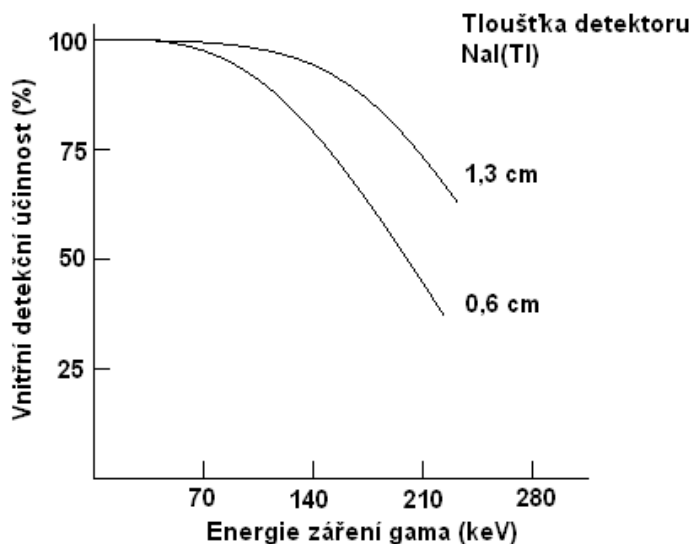
[3],[4]

2.4.2.1 Vnitřní detekční účinnost (f_v)

Jedná se o poměr počtu fotonů, které byly detekovány, k počtu fotonů které vstoupili do detektoru. To zahrnuje všechny fotony, interagující fotoelektrickou absorpcí nebo Comptonovým rozptylem. Vnitřní detekční účinnost závisí na řadě fyzikálních a technických okolností, zejména na účinném průřezu interakce daného druhu kvant s materiálem detektoru,

dále na tloušťce (objemu) detektoru. Na Obr. 2.4.1 je názorně vidět závislost mezi vnitřní detekční účinností a energií kvant záření pro některé tloušťky detektorů. Jak je vidět, pro vysoké energie a malé tloušťky detektorů vnitřní detekční účinnost klesá k nule.

[3], [4]



Obr. 2.4.1 – Závislost vnitřní detekční účinnosti na energii záření gama pro dvě různé tloušťky detektoru NaI(Tl) [3]

2.4.2.2 Detekční účinnost fotopíku (f_p)

Jedná se o část z celého množství detekovaných γ fotonů, která spadá do oblasti fotopíku. Určíme ji, jako podíl impulsů ve fotopíku k celkovému počtu všech naměřených impulsů celého spektra. Tato část detekční účinnosti je ovlivněna všemi faktory, které ovlivňují fotoelektrický jev, jako velikost a složení detektoru a energie záření γ .

[3]

2.4.2.3 Geometrická detekční účinnost (f_g)

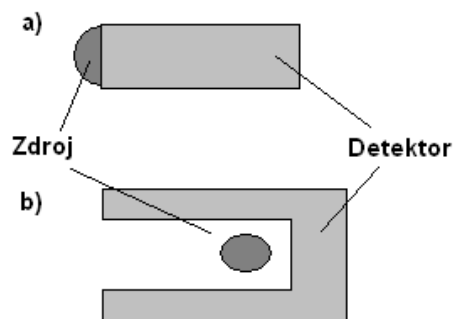
Záření γ je ze zdroje emitováno homogenně do všech směrů, tj. do celého prostorového úhlu. Tato část detekční účinnosti udává poměr záření, které zasáhne detektor, k veškerému záření vyzářeného ze zdroje. Pro kruhový průřez detektoru o poloměru r nám f_g udává vztah,

$$f_g = \frac{\pi \cdot r^2}{4 \cdot \pi \cdot R^2} \quad (1.4.3) [3]$$

kde R je vzdálenost zdroje od detektoru. Ze vztahu je vidět, že pokud zvětšujeme vzdálenost R , zdroje od detektoru, geometrická detekční účinnost klesá. Lepší geometrické detekční účinnosti se dá dosáhnout jinou geometrií měření jak je vidět na Obr. 2.4.2, když přiložíme detektor přímo ke zdroji, získáme 50% geometrickou účinnost, jak je ukázáno na Obr. 2.4.2 část a), ještě

vyšší účinnosti můžeme dosáhnout použitím studnové geometrie zobrazené na Obr. 2.4.2 část b)

[3]



Obr. 2.4.2 – a) Detektor přiložený ke zdroji, geometrická účinnost je 50%, b) Studnový detektor s velkou geometrickou účinností [3]

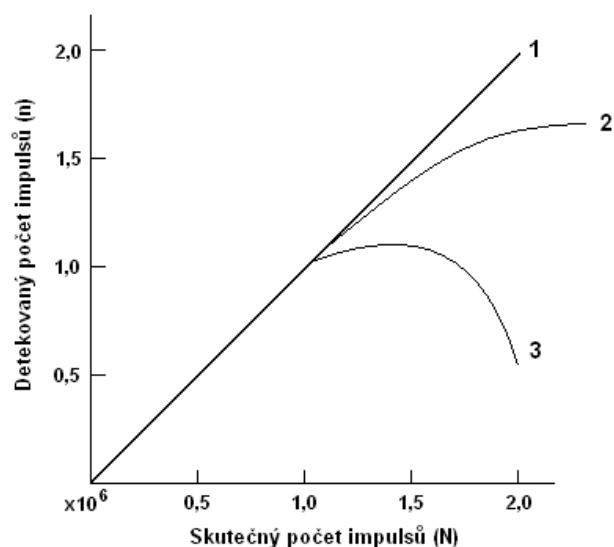
Při většině měření ionizujícího záření přirozeně požadujeme co největší detekční účinnost, je třeba si ale uvědomit, že s rostoucí detekční účinností při vysokých intenzitách záření může dojít k zahlcení detektoru, k vysoké ztrátě mrtvou dobou, v krajním případě dokonce k poškození detektoru. V takových případech volíme detektor s menší detekční účinností, popřípadě detekční účinnost uměle snižujeme, měříme pak sice nižší tok signálu, ale zato korektně.

[4]

2.4.3 Mrtvá doba

Mrtvou dobou u detektorů ionizujícího záření rozumíme určitou dobu necitlivosti, po detekci jednoho kvanta záření, po kterou zařízení není schopno zpracovávat další impulsy, neboť je „zanepřázdňené“ zpracováváním impulsu z právě registrovaného kvanta. Mrtvá doba způsobuje, že nejsou detekována všechna interagující kvanta záření, ale dochází k určité ztrátě detekovaných impulsů. Tato ztráta roste s četností kvant měřeného záření. Mrtvou dobou je tedy porušena linearita odezvy detektorů v oblastí vyšších četností. Podle charakteru závislosti počtu přicházejících kvant záření na počtu kvant detekovaných, dělíme mrtvou dobu na non-paralyzabilní a paralyzabilní. Označíme-li skutečnou četnost impulsů N a registrovanou četnost impulsů n , můžeme vyjádřit funkční závislost $n=n(N)$, která nám vyjadřuje odezvou funkci detektoru z hlediska měřeného počtu impulsů, viz Obr. 2.4.3 .

[4]



Obr. 2.4.3 – 1) Beze ztrát mrtvou dobou, 2) Non-paralyzabilní mrtvá doba, 3) Paralyzabilní mrtvá doba [3]

Non-paralyzabilní mrtvá doba na Obr. 2.4.3 část 2) je charakterizována tím, že během této mrtvé doby detektor neregistruje přilétávající kvanta, přičemž tyto kvanta nemají na jeho činnost žádný vliv a po uplynutí mrtvé doby je detektor okamžitě připraven k detekci dalšího impulsu. Závislost mezi skutečným N a registrovaným n počtem impulsů, je dán vztahem,

$$n = \frac{N}{1 + N.t} \quad (2.4.4) [4]$$

kde t je mrtvá doba detektoru. S lineárním růstem intenzity N registrovaná četnost impulsů roste nejdříve téměř lineárně, pak se růst začíná zpomalovat a při vysokých četnostech již dále neroste a dosahuje stavu nasycení.

[4]

Paralyzabilní mrtvá doba (též kumulativní mrtvá doba) je taková, že během ní detektor nejen že neregistruje další kvanta, ale každé další interagující kvantum znovu prodlouží o tutéž dobu jeho necitlivost. Detektor je tak paralyzován a mrtvá doba se kumuluje (Obr. 2.4.3.) část 3). Tedy každé kvantum interagující v detektoru, generuje mrtvou dobu bez ohledu na to, zda je nebo není registrováno. Závislost mezi skutečnou a naměřenou četností impulsů je dána vztahem:

$$n = N.e^{-N.t} \quad (2.4.5) [4]$$

Při zvyšování četnosti kvant interagujících s materiálem detektoru odezva nejprve roste lineárně, pak se zpomaluje a při vyšších četnostech dokonce klesá. Pro příliš vysoké četnosti N přestává detektor dokonce počítat impulsy úplně, je paralyzován.

[4]

Za zdroje mrtvé doby můžeme obecně považovat všechny části scintilačního detektoru. U tohoto typu detektorů je však mrtvá doba poměrně krátká (oproti třeba GM čítačům). Doba

scintilace krystalu je jen asi 10^{-9} sekund, doba průchodu elektronů fotonásobičem je také krátká, řádově 10^{-8} sekund. Nejpomalejší částí celého řetězce jsou elektrické obvody zpracovávající elektrický impuls, zpracování signálu ve vyhodnocovací elektronice trvá řádově 10^{-6} sekund a tato doba prakticky určuje mrtvou dobu celého řetězce. S rostoucím pokrokem v elektronice (kdy se používají elektronické součástky schopné pracovat v gigahertzové frekvenční oblasti) se nejpomalejší částí celého řetězce stává samotný scintilátor, popřípadě fotonásobič. Proto se například u CT používají scintilátory na bázi křemíku a místo fotonásobičů jsou používány miniaturní fotodiody.

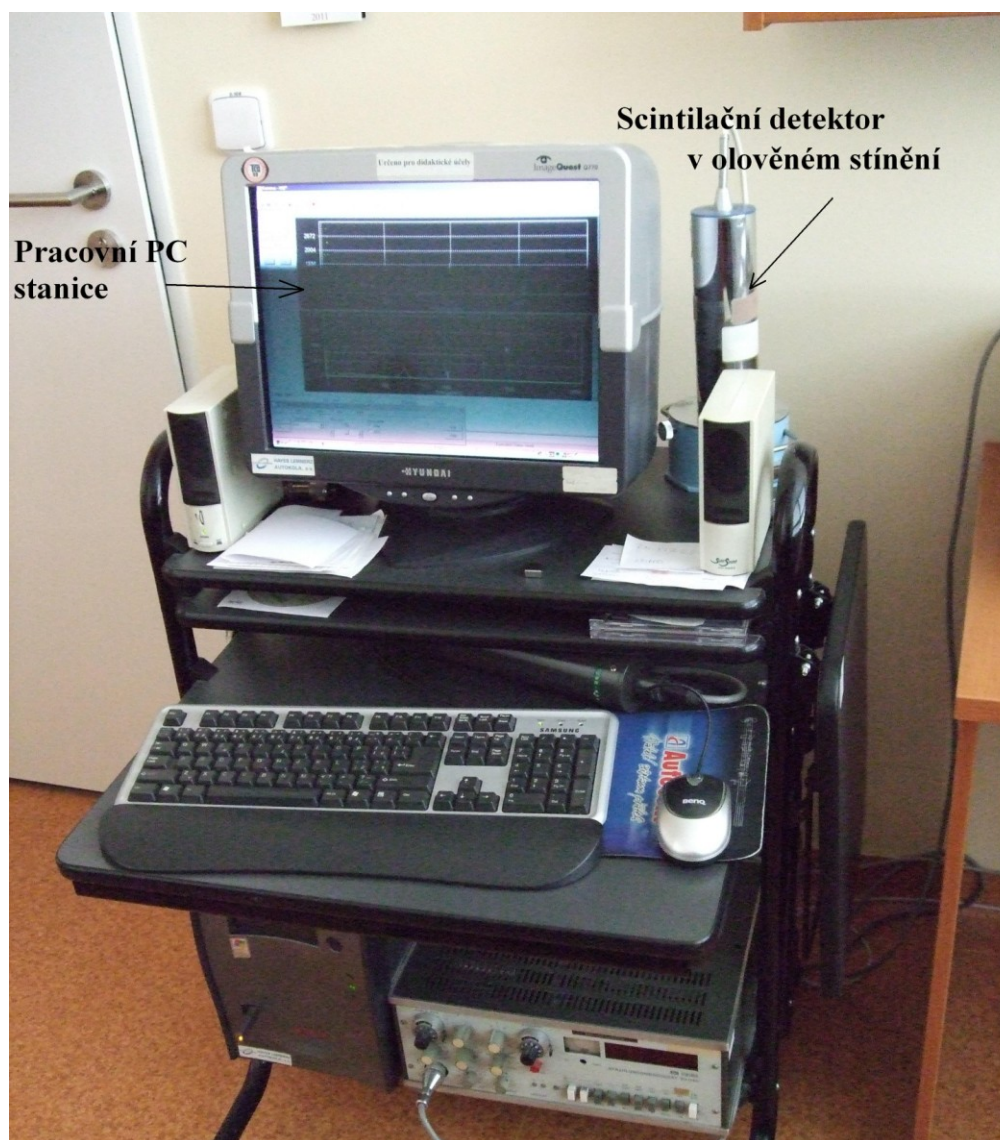
[4]

Při měření vysokých četností kvant záření je třeba provádět korekci mrtvé doby, která při těchto četnostech impulsů hraje nezanedbatelnou roli. K provedení kvalitní korekce je třeba přesně znát mrtvou dobu pro daný detektor. Na měření mrtvé doby existuje řada metod, jako například metoda kontinuální změny vstupní četnosti impulsů, metoda saturační četnosti nebo dvouzdrojová metoda. Jednotlivé metody zde ale nebudou dále rozebírány, neboť jejich podrobný popis je mimo rozsah této práce.

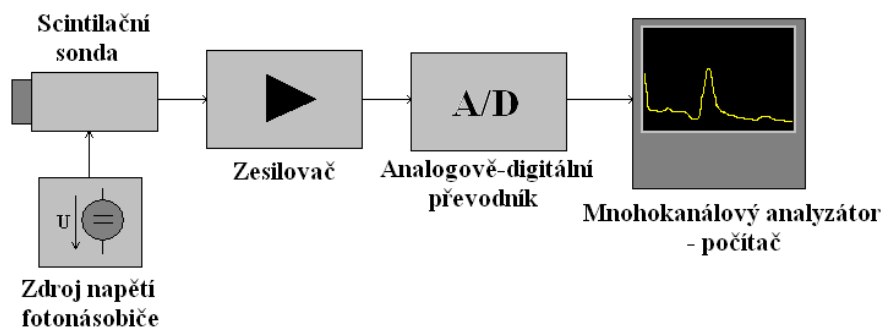
[4]

3 Praktická část

Převážná většina praktických měření byla provedena na pracovišti Kliniky nukleární medicíny Fakultní nemocnice Ostrava. Uspořádání přístrojového vybavení na pracovišti je ukázáno na Obr. 3.1 a na Obr. 3.2 je pak znázorněno typické blokové schéma měřicího řetězce, dle kterého byla provedena téměř všechna měření v této práci.



Obr. 3.1 –Uspořádání přístrojového vybavení na Klinice nukleární medicíny FNO



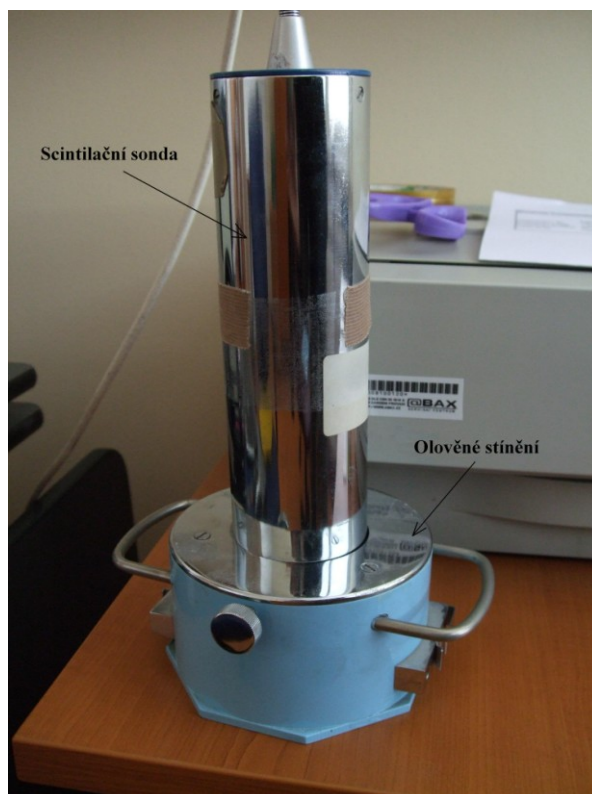
Obr. 3.2 – Blokové schéma měřicího uspořádání

Při většině měření byl scintilační detektor umístěn v olověném stínění. Zpracování naměřených dat a analýza spekter gama zářičů bylo provedeno softwarem GENIE2000, na pracovní PC stanici. Vyhodnocovací elektronika využitá v této práci obsahuje 1024 kanálů, tzn. že je k dispozici 1024 jednotlivých energetických úrovní, kde energetické rozlišení je asi 2 keV na kanál (jak je vidět z energetické kalibrace). Z programu GENIE2000 byla naměřená spektra v datové formě přenesena do programu Microsoft Office Excel 2003, kde byla pro jednotlivá spektra dokončována jejich interpretace a grafické zpracování.

V dalších částech jsou popsána provedená měření a analyzovány jejich výsledky.

3.1 Energetická kalibrace pomocí etalonů

Většina měření, včetně měření energetické kalibrace, byla prováděna v geometrii 2π , což znamená, že radionuklid byl umístěn přímo na čele scintilačního krystalu. Jako takový byl spolu s krystalem vložen do olověného stínění, jak je vidět na Obr. 3.1.1 .



Obr. 3.1.1 – Scintilační sonda v olověném stínění

Olověné stínění částečně odstiňuje rušivé záření pozadí, například vrchol od radionuklidu ^{40}K , který je obsažen i v lidských tkáních, kde z celkových 150g draslíku činí asi 0,012%. Tento vrchol je sice patrný i při měřeních s olověným stíněním, neboť stínění není dokonalé (záření se může do detektoru dostat například slabší spodní stěnou detektoru nebo shora přes fotonásobič), ale v těchto případech je méně výrazný než při měřeních bez stínění. Olověné stínění se však projevuje i rušivě, jak je vidět na praktických měřeních, neboť se v něm podle části 2.3.4.2 indukuje rentgenové záření obalů atomů olova.

[2]

Cílem energetické kalibrace je změřit polohy fotopíků jednotlivých radioaktivních etalonů a vynést závislost polohy fotopíku na dané energii.

3.1.1 Postup měření

Nejprve byl změřen radionuklid ^{137}Cs , jehož fotopík se nachází na energii 662 keV a pokud se jeho naměřená energie lišila od skutečné, bylo nutné upravovat zesílení fotonásobiče, dokud se nedosáhlo správné hodnoty energie pro daný fotopík. Tato hodnota díky teplotní nestabilitě však není dlouhodobě stabilní, proto je vhodné všechna měření provádět až po delší době po zapnutí detektoru, i tak se ale projeví teplotní závislost v podobě poklesu polohy fotopíku v závislosti na čase, to je však problém, který se v našich měřeních nedal ošetřit, což ale při naší přesnosti měření potřebné pro naše účely nijak zásadně nevadilo. Po nastavení polohy fotopíku radionuklidu ^{137}Cs byly k detektoru postupně vkládány další radionuklidy, pro naše měření byly dále použity tyto: ^{241}Am , ^{131}I , ^{60}Co .

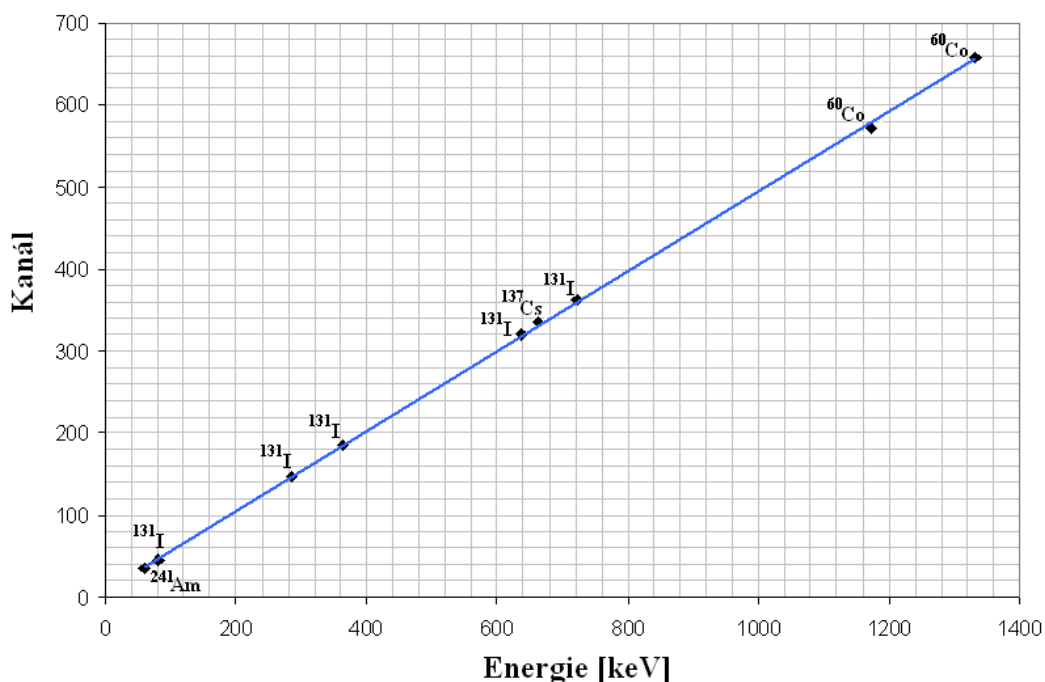
3.1.2 Výsledky měření

U jednotlivých poloh fotopíků byla odečtena příslušná čísla kanálů a dále jim byly přiřazeny tabulkové hodnoty energií, jak je patrné z Tab. 3.1.1

Číslo kanálu	E [keV]	Nuklid
35	60	^{241}Am
46	80	^{131}I
147	284	^{131}I
186	364	^{131}I
320	637	^{131}I
335	662	^{137}Cs
362	723	^{131}I
572	1173	^{60}Co
657	1332	^{60}Co

Tab. 3.1.1 – Měření energetické kalibrace

Naměřenými hodnotami pak byla vhodnou metodou lineární regrese proložena kalibrační křivka, která je znázorněna na Obr. 3.1.2. Amplituda výstupních impulsů je úměrná energii absorbované v detektoru, takže by kalibrační křivka měla být lineární, teoreticky by mělo stačit změřit jen jeden radionuklid a proložit přímkou jeho energií a počátkem, jak je však vidět v praxi, kalibrační křivka neprochází vždy nutně počátkem souřadné soustavy, neboť zde hrají roli různé úrovně napětí v elektronických obvodech. [4]



Obr. 3.1.2 – Energetická kalibrace pomocí etalonů

Vygenerovaná rovnice regresivní přímky nám udává závislost polohy fotopíku (z hlediska kanálu) na jeho energii a bude použita pro určení dalších energií při jednotlivých měřeních.

$$Kanál = 0,4857.Energie + 8,7058 \quad (3.1.1)$$

Po jednoduché matematické úpravě dostaneme vztah ve vhodnějším tvaru:

$$Energie = 2,0589.Kanál - 17,924 \quad (3.1.2)$$

3.2 Měření teplotní stability scintilačního detektoru

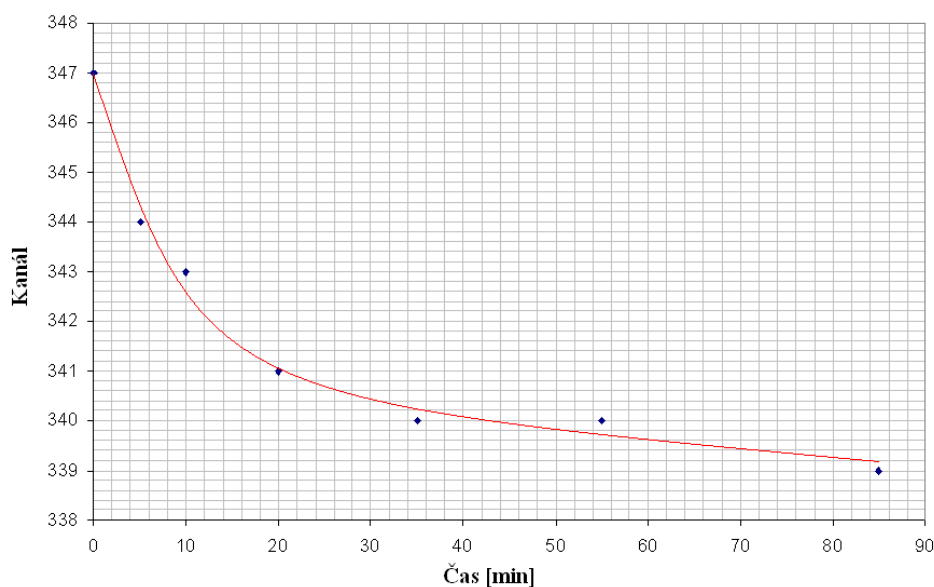
Jak již bylo zmíněno v předchozí části měření, scintilační detektor vykazuje teplotní závislost. Zesílení a další parametry elektronické aparatury, i vlastního detektoru, se po zapnutí přístroje mohou poněkud měnit a teprve za několik desítek minut se přístroj dostává do ustáleného režimu. Potom se teplotní závislost projevuje již jen málo. Cílem tohoto měření bylo ukázat vliv teplotní nestability na polohu fotopíku. V tomto měření byl odstraněn vliv únavy fotonásobiče tím, že se radionuklid po každém měření odstranil z blízkosti scintilačního krystalu. [4]

3.2.1 Postup měření

Měření bylo prováděno s nejdůležitějším etalonem ^{137}Cs , který byl v různých časových intervalech vkládán se scintilační sondou do olověného stínění v experimentálním uspořádání podle Obr. 3.1.1. Časy měření byly zvoleny vzhledem k očekávanému exponenciálnímu průběhu charakteristiky teplotní závislosti. Po cca. dvouminutovém měření byl radionuklid odstraněn z blízkosti scintilační sondy, aby bylo zamezeno nežádoucímu vlivu únavy fotonásobiče. Všechna další měření na konkrétních radionuklidech byla prováděna zhruba hodinu a půl potom, co byl zapnut scintilační detektor, v době, kdy se už teplotní nestabilita projevovala jen málo, toto měření však bylo provedeno ihned po zapnutí scintilačního detektoru pro ilustraci vlivu teplotní nestability.

3.2.2 Výsledky měření

Naměřená závislost polohy fotopíku na čase je vidět na Obr. 3.2.1.



Obr. 3.2.1 – Teplotní stabilita scintilačního detektoru

Jak je z naměřené závislosti vidět, v prvních 40 minutách po zapnutí detektoru se teplotní nestabilita projevuje velmi výrazně, v této době tedy nemá rozhodně význam provádět měření, neboť takto získané výsledky jsou často znehodnoceny. Po uplynutí této doby se vliv teplotní nestability projevuje již poměrně málo, zhruba v rozmezí jednoho měřicího kanálu.

3.3 Měření teplotní stability s vlivem únavového efektu fotonásobiče

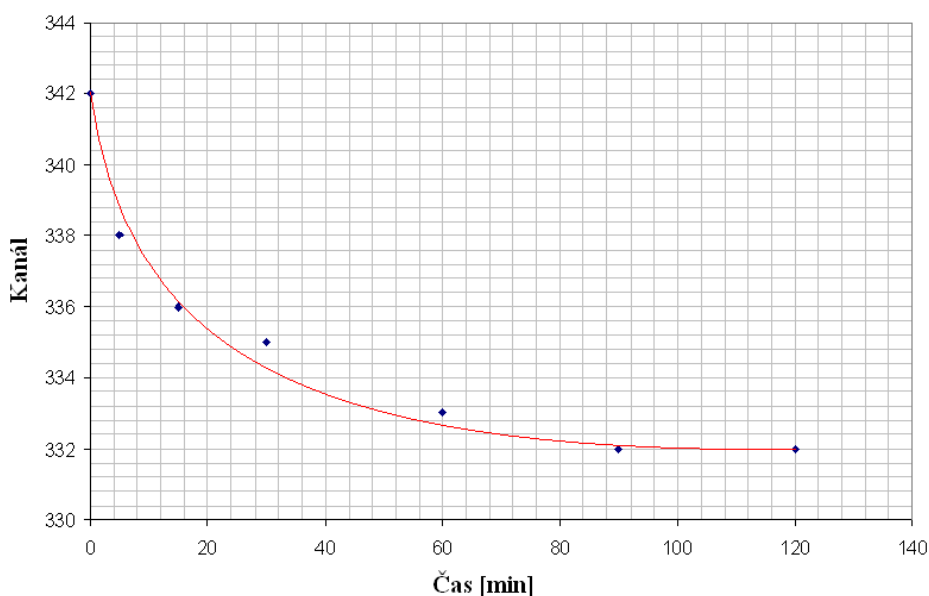
U některých scintilačních detektorů se projevuje tzv. “únavový efekt” fotonásobiče, kdy při vysokých tocích elektronů fotonásobičem dochází k postupnému snižování jeho zesílení, což se projevuje poklesem polohy fotopíku. Tento efekt je většinou reverzibilní, ale může ve značné míře ovlivnit naměřená data. Cílem tohoto měření je ukázat vliv únavy fotonásobiče na polohu fotopíku radionuklidu ^{137}Cs . [4]

3.3.1 Postup měření

Experimentální uspořádání tohoto měření bylo stejné jako v předchozím případě, tedy dle Obr. 3.1.1, avšak s tím, že se během měření nepřemísťoval radionuklid ^{137}Cs z blízkosti scintilačního krystalu. Měření bylo prováděno s vyšším zesílením, než bylo obvyklé pro měření ostatních úloh, aby bylo dosaženo vyššího toku elektronů fotonásobičem a tak se výrazně projevil únavový efekt. Měření bylo prováděno v časovém intervalu 0-120 minut od zapnutí scintilačního detektoru, aby se výrazně projevila i teplotní závislost. Intervaly mezi záznamem polohy fotopíku byly stejně jako u předchozího měření voleny z ohledem na očekávaný exponenciální průběh charakteristiky.

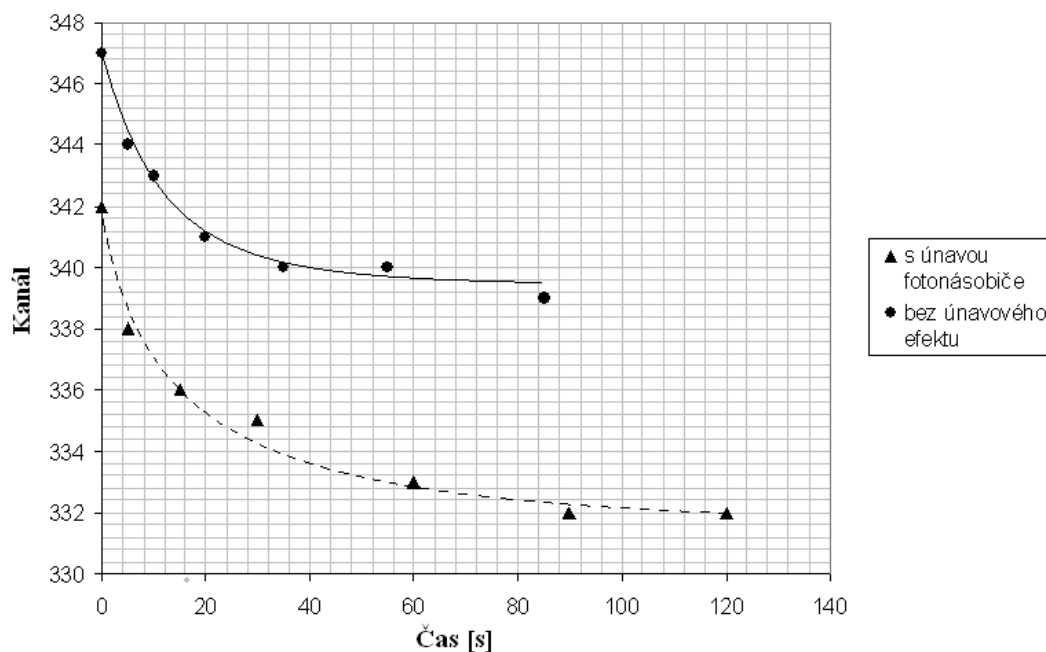
3.3.2 Výsledky měření

Časová závislost polohy fotopíku radionuklidu ^{137}Cs je patrná z Obr. 3.3.1.



Obr. 3.3.1 – Teplotní stabilita s vlivem únavového efektu

Při zvoleném zesílení fotonásobiče se tabulková hodnota energie fotopíku (662 keV), nacházela na kanálu č. 335. Z Obr. 3.3.1 je patrné, že naměřená poloha fotopíku během měření klesla až na kanál č. 332 tj. 3 kanály pod správnou hodnotu.



Obr. 3.3.2 – Porovnání časové závislosti polohy fotopíku při měření s únavou a bez únavy fotonásobiče

Na Obr. 3.3.2 jsou srovnány výsledky obou měření (3.2 a 3.3), jak je vidět ze strmějšího průběhu spodní křivky, skutečně se zde projevil vliv únavového efektu. Při spektrometrických měřeních je tedy třeba dávat pozor, aby tok elektronů fotonásobičem nebyl dlouhodobě příliš vysoký. Při delších měřeních aktivních vzorků je tedy vhodné měřit ve větších vzdálenostech.

3.4 Měření spekter konkrétních radionuklidů a jejich interpretace

3.4.1 Postup měření

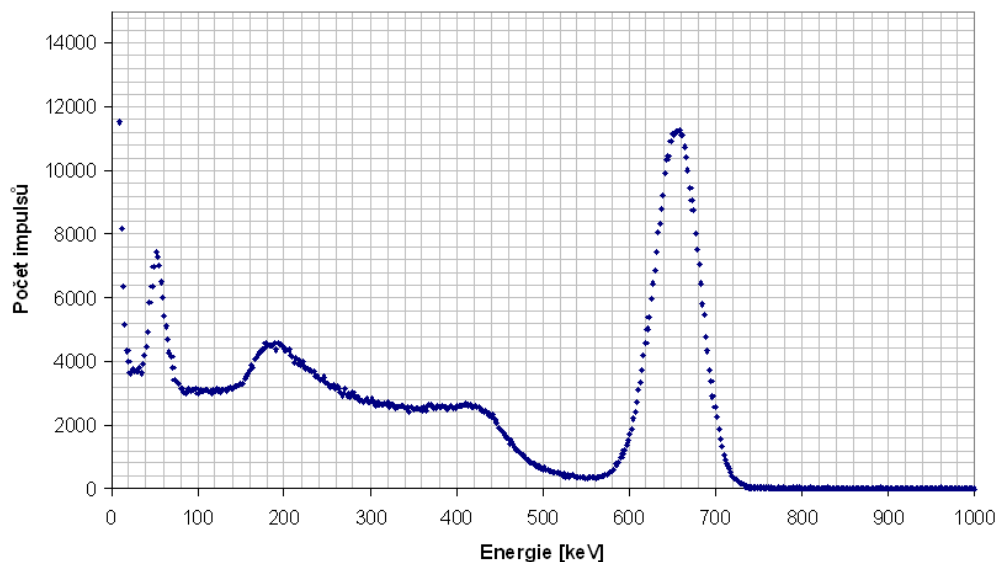
Během listopadu 2010, byla v Klinice nukleární medicíny FNO postupně proměřena spektra jednotlivých radionuklidů ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{131}I , ^{60}Co , ^{57}Co a ^{226}Ra . Většina měření byla provedena v experimentálním upořádání, patrném z Obr. 3.1.1., kde byl radionuklid spolu se scintilační sondou vložen do olověného stínění, tedy v geometrii 2π . Radionuklid ^{131}I byl v malé lahvičce, která se nevešla do stínění. Toto měření bylo tedy provedeno tak, že byla scintilační sonda položena vedle lahvičky mimo olověné stínění. Radionuklid ^{226}Ra měl příliš velkou aktivitu a aby při měření nedošlo ke zkreslení způsobeném mrtvou dobou a únavovým efektem, byl tento nuklid měřen ze vzdálenosti cca 30 cm, taktéž mimo olověné stínění. Před každým měřením proběhla jednoduchá energetická kalibrace radionuklidem ^{137}Cs upravením zesílení tak, aby co nejpřesněji seděla poloha fotopiku a měření započalo vždy alespoň hodinu po zapnutí detektoru, pro omezení vlivu teplotní závislosti scintilační sondy. V měřeních spekter jsem se zaměřoval pouze na spektrometrickou analýzu, nikoli na určení aktivity zářičů, proto zde nejsou zohledňovány rozdílné doby měření jednotlivých radionuklidů, ani absolutní počet impulsů v jednotlivých měřeních.

3.4.2 Výsledky měření

V následujících odstavcích jsou popsána jednotlivá naměřená spektra. Tato spektra zpracovaná softwarem GENIE2000 byla dále upravena softwarem Microsoft Office Excel 2003 do prezentované grafické podoby. V grafickém zpracování není na ose x vyneseno všech 1024 měřících kanálů, neboť by pak výsledné spektrum bylo nepřehledné. Z tohoto důvodu jsem smazal i počáteční rušivé hodnoty (v oblasti energií rentgenového záření), které nejsou pro interpretaci spekter nikterak důležité. Dále stanovme, že při interpretaci spekter bude vždy v závorce za příslušnou energií uvedena energie tabulková (pokud existuje), která se může lišit z důvodu absence teplotní kompenzace měřicího okruhu. Tabulkové hodnoty všech energií byly čerpány z [7], který je uveden v seznamu použité literatury.

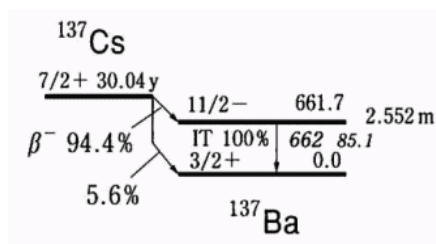
3.4.2.1 Spektrum radionuklidu ^{137}Cs

Naměřené spektrum tohoto radionuklidu je zobrazeno na Obr. 3.4.1 . Ve spektru je patrný nejvýraznější vrchol s energií γ 662 keV (662 keV), hlavní fotopík, který přísluší záření γ pocházejícímu z deexcitace dceřiného jádra ^{137}Ba , na které se ^{137}Cs rozpadá β^- rozpadem.



Obr. 3.4.1 – Spektrum radionuklidu ^{137}Cs

Rozpadové schéma radionuklidu ^{137}Cs je znázorněno na Obr. 3.4.2 .

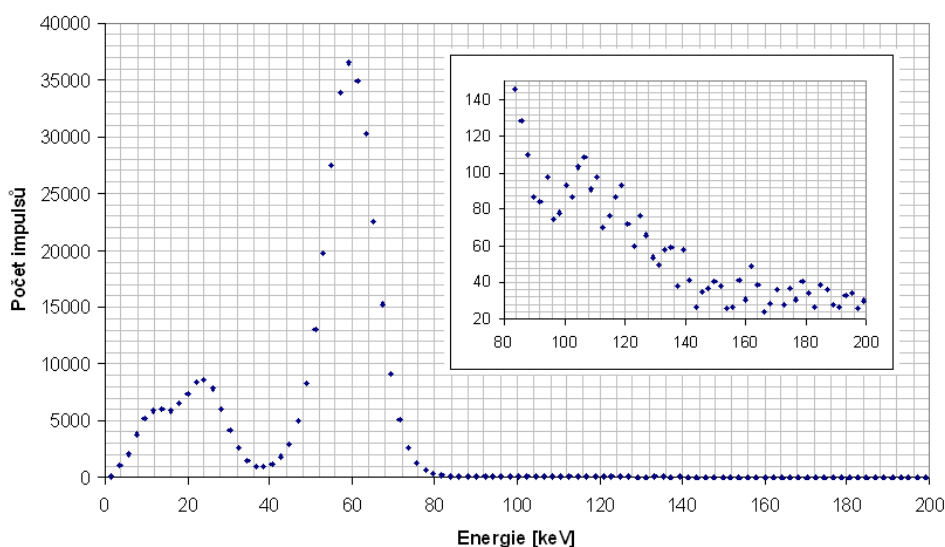


Obr. 3.4.2 – Rozpadové schéma ^{137}Cs [7]

Dále je ve spektru na energii 425 keV vidět tzv. Comptonova hrana, jejíž vznik je popsán v kapitole 2.3.2 . Uvnitř Comptonova spojitého spektra je s energií 189 keV vrchol zpětného rozptylu (kap. 2.3.3) a vrchol s energií 52 keV odpovídá charakteristickému rentgenovému záření materiálu stínění, tedy olova. Podstata tohoto vrcholu byla ověřena i experimentálně měřením radionuklidu mimo olověné stínění, při kterém se vrchol s energií 52 keV neobjevil. Náznak vrcholů na počátku spektra (platí obecně i pro další měřené radionuklidy) zřejmě pochází z vnitřní konverze záření γ už v samotném radionuklidu.

3.4.2.2 Spektrum radionuklidu ^{241}Am

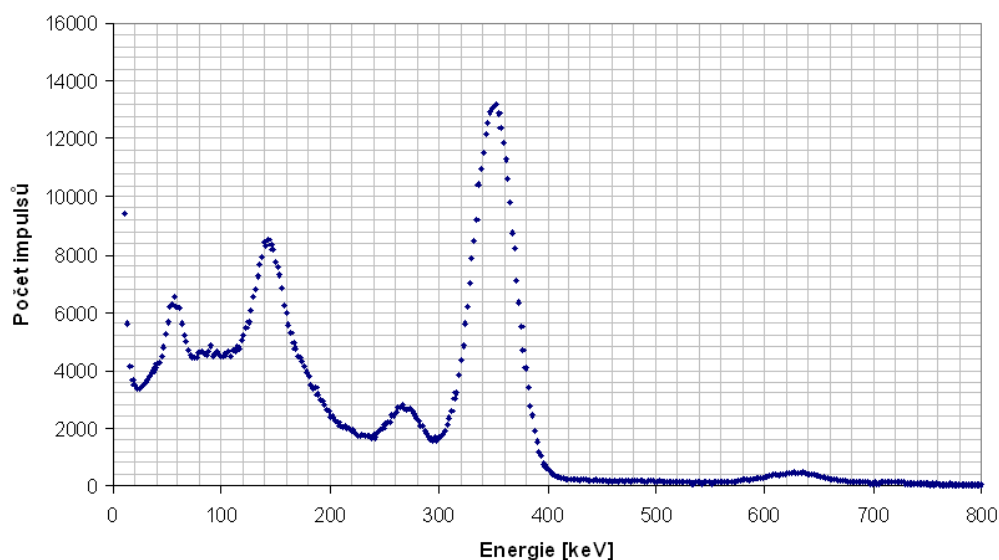
Naměřené spektrum energií radionuklidu ^{241}Am je znázorněno na Obr. 3.4.3. Nejvýraznější vrchol ve spektru přísluší energii 59 keV (59,53 keV) a odpovídá deexcitaci vzbuzené hladiny dceřiného jádra ^{237}Np , přímo na nejnižší energetickou hladinu, na které se ^{241}Am rozpadá α rozpadem. Pod nejednoznačnými vrcholy kolem energií 10-30 keV se skrývá rentgenové záření způsobené vnitřní konverzí v atomu s dceřiným jádrem ^{237}Np spolu se slabým vrcholem γ (26,3 keV) od deexcitace ^{237}Np na další excitovanou hladinu. Rentgenové záření z vnitřní konverze v ^{237}Np nepravděpodobněji pochází z přeskoků elektronů ze slupek $L_{\alpha 1}$ (13,94 keV), $L_{\beta 1}$ (17,8 keV), $L_{\gamma 1}$ (20,8 keV). Jednotlivé energetické hodnoty by bylo možné od sebe odlišit například na polovodičovém detektoru. Ve výřezu na Obr. 2.4.3 je dále vidět zvětšená oblast kolem energií 80-200 keV, kde je patrný slabý vrchol na energii 108,5 keV (103 keV), který patří dalšímu slabému záření γ od deexcitace jádra ^{237}Np přímo na základní stav, avšak tentokrát z vyšší energetické hladiny. Tento proces probíhá s malou pravděpodobností, proto je vrchol velmi slabý.



Obr. 3.4.3 – Spektrum radionuklidu ^{241}Am

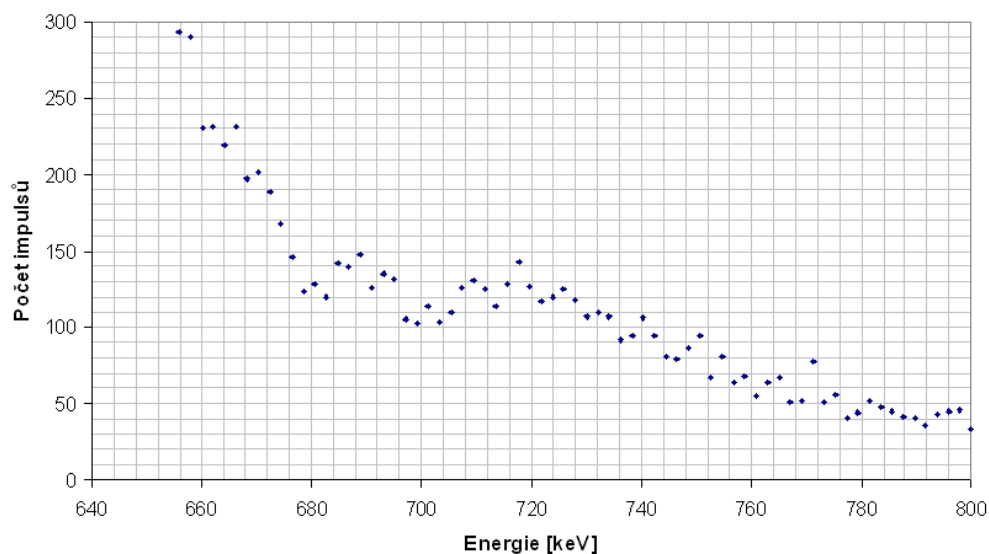
3.4.2.3 Spektrum radionuklidu ^{131}I

Na Obr. 3.4.4 je patrná struktura spektra dalšího měřeného radionuklidu, ^{131}I . Nejvýraznějším vrcholem je fotopík na energii 353,5 keV (364,5 keV), který má původ v deexcitaci dceřiného jádra ^{131}Xe na které se jádro jódu rozpadá β^- rozpadem. Další vrchol ve spektru, který má původ v deexcitaci vzbuzeného jádra ^{131}Xe , tentokrát však z jiné excitační hladiny, je vrchol s energií 633 keV (636,97 keV) a podobně tak i vrchol s energií 271 keV (284,3 keV), který již vyčnívá z oblasti spojitého Comptonova rozptylu. Výrazný vrchol s energií 145 keV (163,9 keV) pochází taktéž z deexcitace dceřiného jádra, avšak z deexcitace jeho metastabilní hladiny, s poločasem rozpadu 11,77 dne, přímo na základní stav.



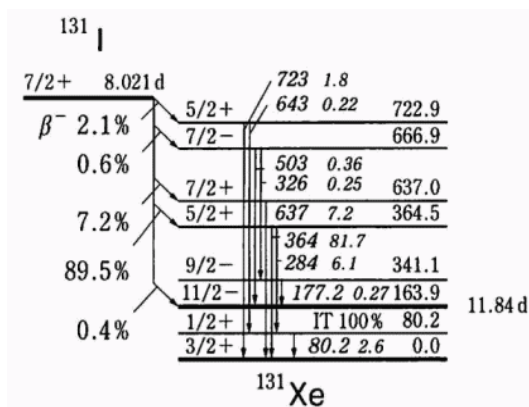
Obr. 3.4.4 – Spektrum radionuklidu ^{131}I

Na Obr. 3.4.5 je zvětšená část spektra ^{131}I kolem energie 717,5 keV (722,9 keV), kde je patrný slabý vrchol záření γ , které podobně jako ostatní vrcholy pochází z deexcitace vzbuzené hladiny dceřiného jádra. Pro lepší přehlednost je na Obr. 3.4.6 znázorněno rozpadové schéma radionuklidu ^{131}I .



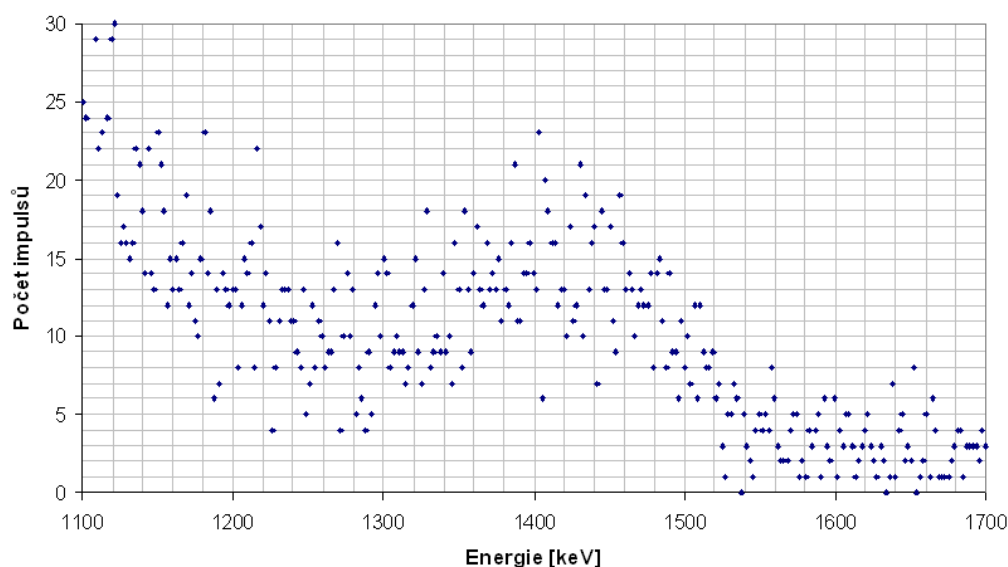
Obr. 3.4.5 – Zvětšená část spektra ^{131}I

Další hodnocený vrchol s energií 55 keV je zřejmě vrchol charakteristického záření olova ze stínění, které bylo umístěno poblíž místa měření, podobně jako na Obr. 3.5.1. V počátku spektra jsou opět vidět výrazné nerozlišitelné vrcholy pocházející pravděpodobně z vnitřní konverze v atomech s dceřinými jádry.



Obr. 3.4.6 – Rozpadové schéma radionuklidu ^{131}I [7]

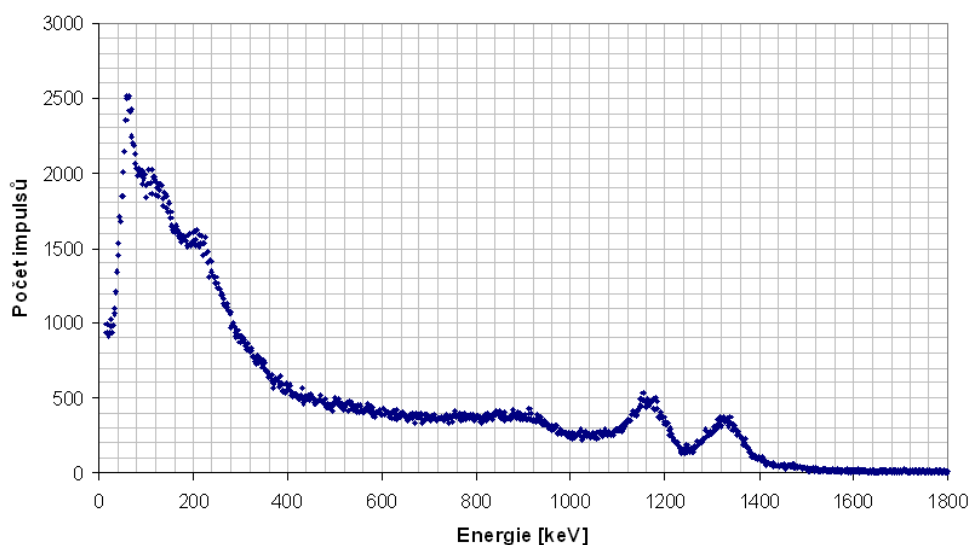
Pokud si zvětšíme část spektra ^{131}I v oblasti kolem energie 1407,5 keV (1460,8 keV), jak je vidět na Obr. 3.4.7, uvidíme slabý vrchol příslušející záření γ z rozpadu radionuklidu ^{40}K , který se volně vyskytuje v přírodě, jak je již zmíněno v části 3.1. Tento vrchol se nám objeví v každém spektru, nejen mimo olověné stínění (neboť to neodstíní toto rušivé záření dokonale), a záleží pouze na době měření jak bude výrazný. Přítomnost tohoto vrcholu bude dále ukázána také ve spektru radionuklidu ^{226}Ra .



Obr. 3.4.7 – Část spektra ^{131}I s vrcholem od ^{40}K

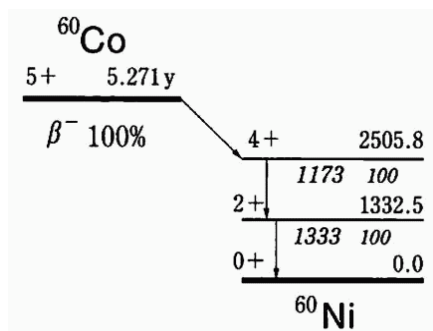
3.4.2.4 Spektrum radionuklidu ^{60}Co

Na Obr. 3.4.8 je znázorněno naměřené spektrum radionuklidu ^{60}Co . Kobalt 60 se rozpadá β^- rozpadem na druhou excitovanou hladinu dceřiného nuklidu ^{60}Ni . Toto dceřiné jádro postupně deexcituje, jak je vidět v rozpadovém schématu na Obr. 3.4.9, za vyzáření dvou fotonů γ . Ve spektru jsou patrné dva vrcholy odpovídající energiím těchto fotonů γ a to s energií 1170 keV (1173,2 keV) a 1329 keV (1332,5 keV).



Obr. 3.4.8 – Spektrum radionuklidu ^{60}Co

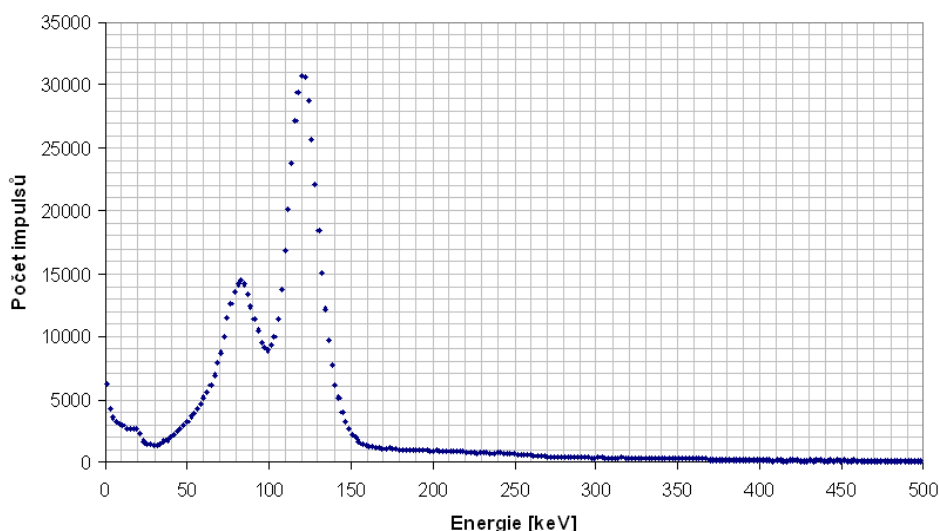
Dále je ve spektru patrný obvyklý vrchol s energií 62,5 keV, způsobený charakteristickým rentgenovým zářením olověného stínění a kolem energie 915 keV začíná směrem k nižším energiím pásmo Comptonova rozptylu. Vrcholy kolem energií 122,5 keV a 215 keV není možné interpretovat, neboť měřený radionuklid byl velice slabý, tyto vrcholy tedy mohou pocházet klidně z rozptýleného záření pozadí.



Obr. 3.4.9 – Rozpadové schéma radionuklidu ^{60}Co [7]

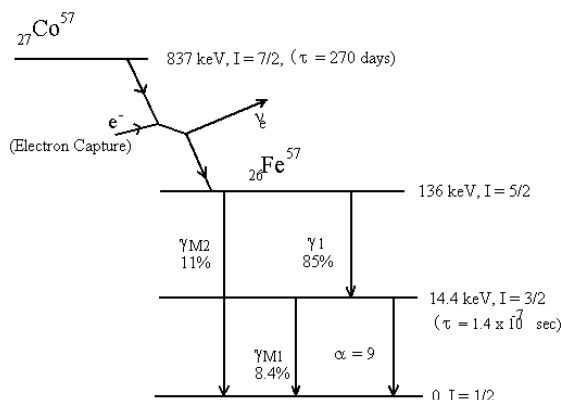
3.4.2.5 Spektrum radionuklidu ^{57}Co

Naměřené spektrum radionuklidu ^{57}Co je vyobrazeno na Obr. 3.4.10



Obr. 3.4.10 – Spektrum radionuklidu ^{57}Co

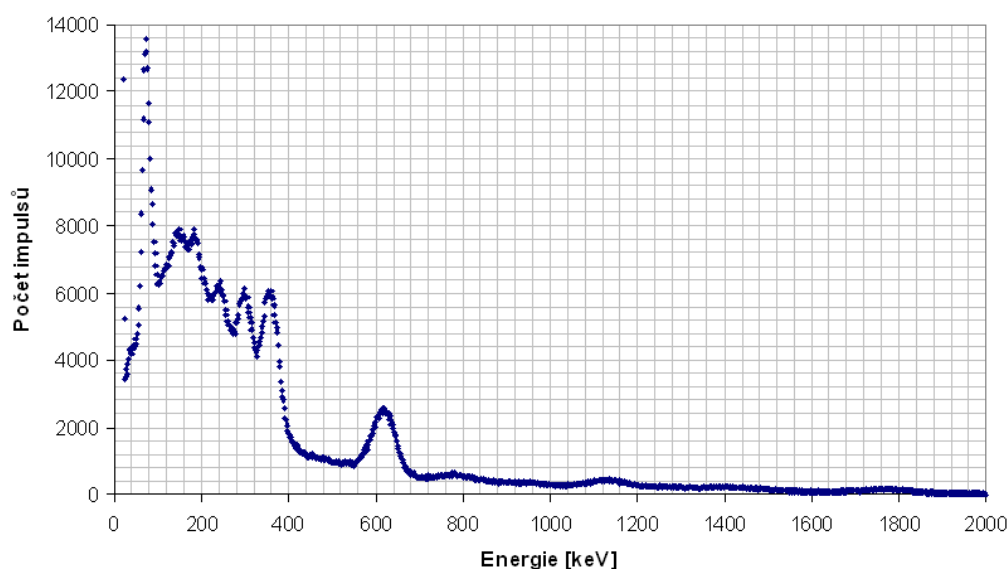
Radionuklid ^{57}Co se rozpadá elektronovým záchytem podle schématu na Obr. 3.4.11. Nejvýraznější vrchol ve spektru s energií 122 keV (122,1 keV) odpovídá deexcitaci dceřiného nuklidu ^{57}Fe na další excitovanou hladinu, jejíž deexcitační energii je 14,4 keV a v naměřeném spektru je slabě patrná na energii 19 keV kde se již díky nízkému rozlišení scintilačního detektoru ztrácí v nezřetelných vrcholech charakteristického rentgenového záření dceřiného nuklidu. Další zřetelný vrchol ve spektru s energií 85 keV zřejmě vznikl složením charakteristického rentgenového záření olova a vrcholu zpětného rozptylu. Přímá deexcitace jádra ^{57}Fe na základní stav by odpovídala energii 136,5 keV ale ta se díky nízkému energetickému rozlišení ztrácí ve fotopíku na energii 122,1 keV.



Obr. 3.4.11 – Rozpadové schéma radionuklidu ^{57}Co [7]

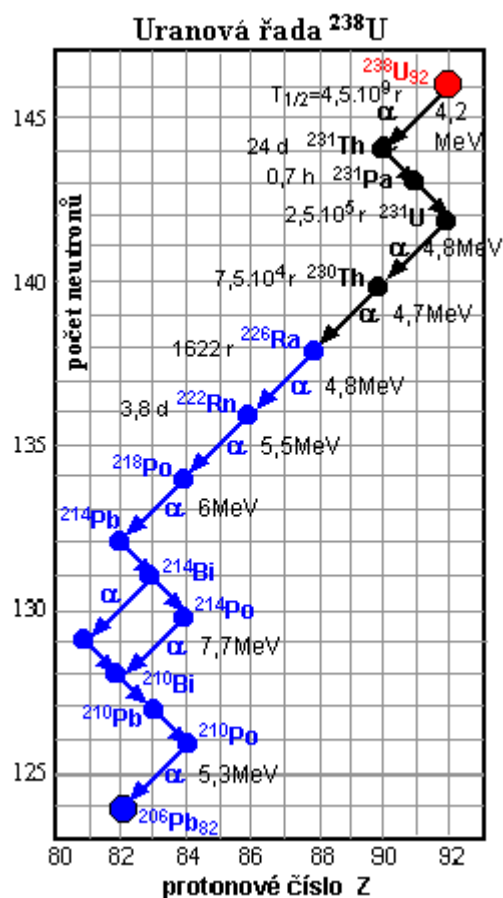
3.4.2.6 Spektrum radionuklidu ^{226}Ra

Proměřené spektrum radionuklidu ^{226}Ra je na Obr. 3.4.12. Jak je již letmým pohledem vidět, je toto spektrum mnohem složitější než spektra předchozích radionuklidů. Při interpretaci spektra zde neuvádím rozpadová schémata pro jejich velké množství.



Obr. 3.4.12 – Spektrum radionuklidu ^{226}Ra

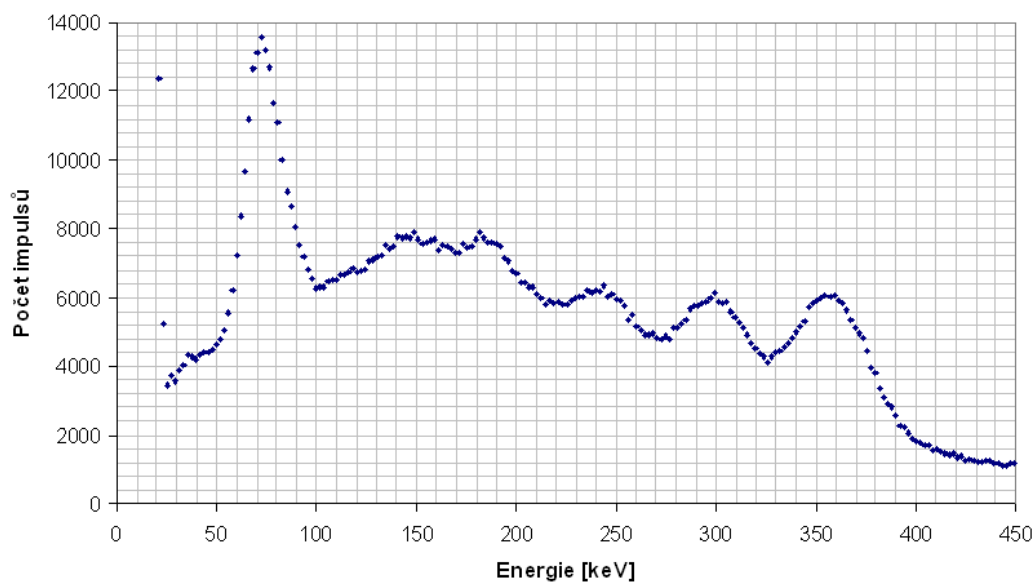
Prvek ^{226}Ra se rozpadá podle rozpadové řady Uranu 238, která je znázorněna na Obr. 3.4.13, což znamená, že rozpad prvku není jednoduchý, jak tomu bylo v předcházejících případech, kdy se radionuklid rozpadal vždy na jeden dceřiný nuklid, který už se dále nerozpadá, zde se radionuklid ^{226}Ra postupně rozpadá až na ^{206}Pb , přes různé radionuklidy s rozdílnými poločasy rozpadu. V proměřovaném vzorku se již tedy za nějaký čas od jeho výroby nashromáždily další prvky rozpadové řady, které dále září a způsobují dodatečné vrcholy ve spektru.



Obr. 3.4.13 – Rozpadová řada Uranu 238 [1]

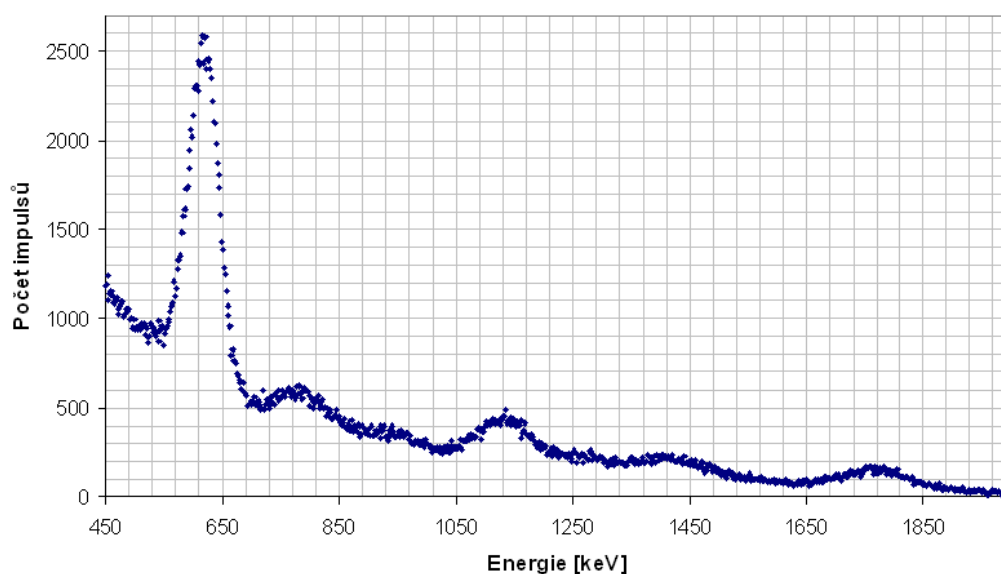
Jak je vidět za rozpadové řady (Obr. 3.4.13, kde nás zajímá jen modře zvýrazněná část), ^{226}Ra se nejprve, s poměrně dlouhým poločasem rozpadu, α rozpadem rozpadá na dceřiný radionuklid ^{222}Rn . Tento rozpad většinou proběhne rovnou na základní hladinu dceřiného radionuklidu, avšak v poměrně malém procentu (5,6 %) se prvek rozpadne na excitovanou hladinu ^{222}Rn . Následné záření γ vidíme ve zvětšené počáteční části spektra na Obr. 3.4.14 jako vrchol na s energií 184 keV (186,2 keV). Radionuklid ^{222}Rn se dále rozpadá α rozpadem na jádro ^{218}Po , avšak zde téměř výhradně na jeho základní hladinu a tento rozpad tedy do spektra γ záření nepřispívá. Podobně je tomu i u rozpadu ^{218}Po na ^{214}Pb , kde α rozpad jádra probíhá téměř výhradně na základní hladinu prvku ^{214}Pb . Následný rozpad olova 214 se nám ale ve spektru již projeví, neboť se tento radionuklid rozpadá na excitované hladiny jádra ^{214}Bi , při jehož deexcitaci se ve spektru objevily vrcholy s energiemi 299 keV (295,2 keV) a 357 keV (351,9 keV). Do lehce „rozmytého“ vrcholu s energií 243,5 keV pravděpodobně spadají dvě deexcitační energie a to 241,9 keV a 258,8 keV. Na energii 73 keV je vidět nejvýraznější vrchol, který z předchozí zkušenosti můžeme přisoudit charakteristickému rentgenovému záření atomů olova, tentokrát se však zřejmě jedná o záření, které vzniká přímo v atomech olova

obsažených v měřeném vzorku (Obr. 3.4.13), nikoli, jak tomu bylo v předchozích případech, atomech olova ze stínění.



Obr. 3.4.14 – Počátek spektra radionuklidu ^{226}Ra

Radionuklid ^{214}Bi se dále β^- rozpadem rozpadá na některou z excitovaných jaderných hladin jádra ^{214}Po , které se při deexcitaci projeví γ zářením patrným ve spektru na Obr. 3.4.15 s energií 620 keV (609,3 keV), kde je velmi výrazný vrchol, dále na energiích 785 keV (768,4 keV), 944 keV (934 keV), 1139,5 keV (1120,3 keV) a 1773 keV (1764,5 keV). Zajímavý je také vrchol s energií 1415,5 keV (1460,8 keV), který zřejmě pochází od radionuklidu ^{40}K , a pochází z přírodního záření pozadí. ^{214}Po se rozpadá α a β rozpady dále, podle rozpadové řady na Obr. 3.4.11, až na nuklid ^{206}Pb , který je stabilní. Tyto další rozpady jsou ale většinou již na základní energetickou hladinu dceřiných radionuklidů, proto nejsou téměř vůbec doprovázeny vyzářením fotonu γ a ve spektru se neprojevují.



Obr. 3.4.15 – Koncová část spektra radionuklidu ^{226}Ra

3.5 Měření polohy fotopíku v závislosti na geometrickém uspořádání

Cílem této části měření je ukázat, jak se mění poloha hlavního fotopíku radionuklidu ^{137}Cs v závislosti na geometrii měření.

3.5.1 Postup měření

Radionuklid byl během měření umístěn postupně do vzdáleností 0, 1, 5 a 10 cm a nakonec byl přiložen na boční stranu scintilačního krystalu. Experimentální uspořádání je patrné z Obr. 3.5.1 . Měřicí řetězec byl zapojen dle schématu na Obr. 3.2 .



Obr. 3.5.1 – Uspořádání experimentu

3.5.2 Výsledky měření

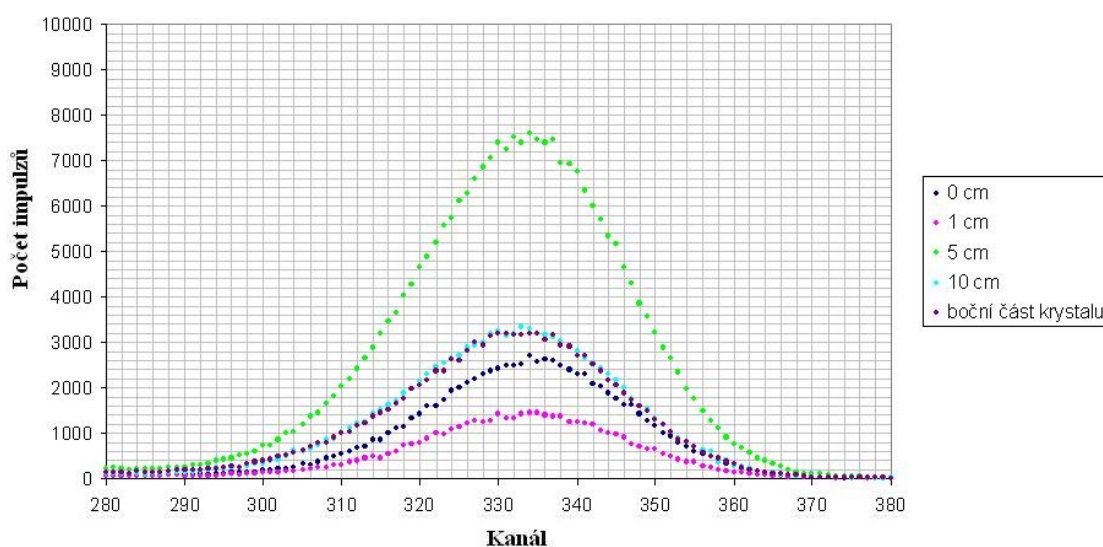
Data naměřená v experimentu jsou v časové posloupnosti zapsána v Tab. 3.5.1 . Pro vzdálenost 5 a 10 cm musel být použit silnější radionuklid, neboť intenzita záření klesá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje. Jak je vidět, poloha fotopíku s rostoucím časem klesá. To se však dá interpretovat jako projev teplotní závislosti scintilační sondy a vyhodnocovací elektroniky. Tato domněnka byla ověřena ještě zpětným měřením, kdy se radionuklid postupně přibližoval k detektoru, i v tomto, již spíše kontrolním měření, poloha fotopíku s časem klesala. Závislost

polohy fotopíku na geometrii měření tedy v tomto měření nebyla prokázána, neboť dominantní roli, určující polohu fotopíku, hrála teplotní závislost detektoru.

Vzdálenost zářiče od detektoru [cm]	Poloha fotopíku [kanál]
0	335
1	335
5	334
10	334
Zářič přiložen zboku na scintilační krystal	334

Tab. 3.5.1 – Tabulka naměřených hodnot polohy fotopíku

Jak je vidět z Tab. 3.5.1 a na Obr. 3.5.2, poloha fotopíku se měnila jen v rozmezí jednoho kanálu. Nestejné výšky fotopíku jsou způsobeny rozdílnou dobou měření a rozdílnou aktivitou zářičů.



Obr. 3.5.2 – Závislost polohy fotopíku ^{137}Cs na geometrii měření

3.6 Měření radionuklidové čistoty eluátu Technecia

Jak již bylo uvedeno v části 2.1.2, v přírodě neexistuje čistý gama zářič. Pro metody SPECT či dynamické scintigrafie je však nutné pacientům aplikovat značně vysokou aktivitu γ záření, z důvodu získání kvalitního obrazu. Bez rizika významně zvýšené radiační zátěže lze tohoto dosáhnout pouze pomocí metastabilních hladin některých prvků, které při přechodech na základní energetickou hladinu září pouze ve spektru elektromagnetického záření. Průvodní korpuskulární záření klasických radionuklidů se totiž pohlcuje v tkáni a předává jí svou energii, zatímco záření γ díky své pronikavosti většinou vylétá z organismu ven a pohlcuje se jen jeho část. Pro nukleární medicínu je nejdůležitějším radionuklidem metastabilní technecium ^{99m}Tc , s poločasem rozpadu 6 hodin, které je čistým gama zářičem s energií 140 keV a získává se β rozpadem molybdenu ^{99}Mo v tzv. generátoru. V generátoru se neustále rozpadá ^{99}Mo na metastabilní ^{99m}Tc a po jeho propláchnutí vodou nebo fyziologickým roztokem – tzv. elucí – se z generátoru vymývá roztok technecistanu sodného $\text{Na}^{99m}\text{TcO}_4$ obsahující atomy čistého γ zářiče, β radioaktivní ^{99}Mo přitom zůstává v generátoru.

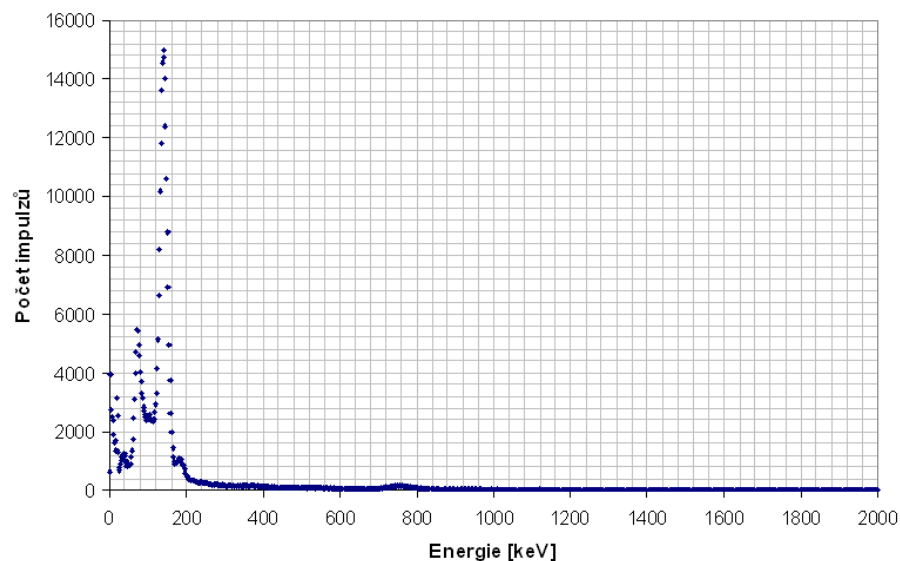
[8]

3.6.1 Postup měření

Toto měření má za cíl analyzovat radionuklidovou čistotu eluátu technecia. Měření bylo provedeno nejprve na scintilačním detektoru ve Fakultní nemocnici a potom byl vzorek převezen na Ostravskou univerzitu, kde byl proměřen ve spolupráci s panem Ing. Lušňákem na detektoru polovodičovém. Měření scintilační sondou bylo provedeno bez olověného stínění, potom byl vzorek uzavřen do olověného „kontejneru“ a odvezen na analýzu polovodičovým detektorem. Dále bylo provedeno vyhodnocení naměřených dat a vypočten obsah radionuklidových nečistot.

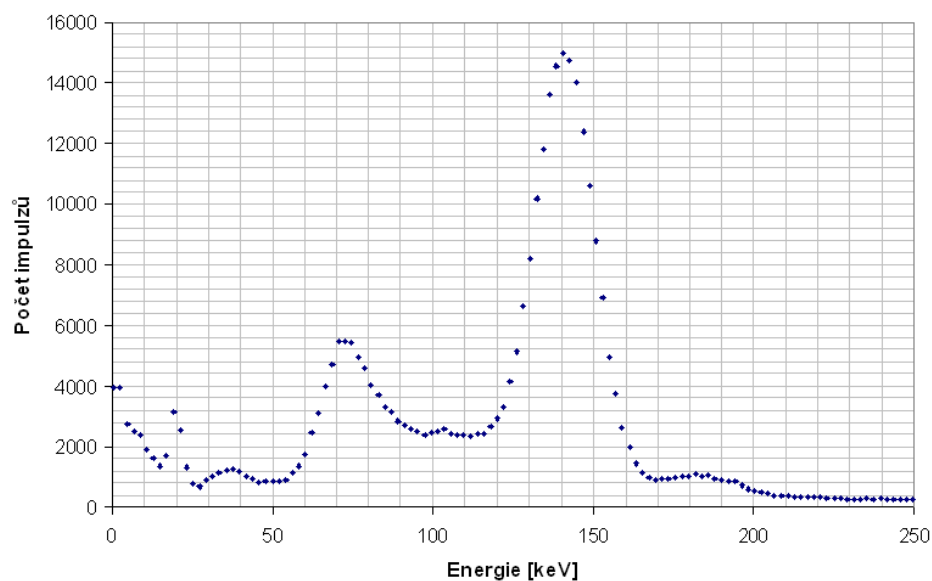
3.6.2 Výsledky měření

Spektrum eluátu ^{99m}Tc naměřené na scintilačním detektoru je vyobrazené na Obr. 3.6.1 .



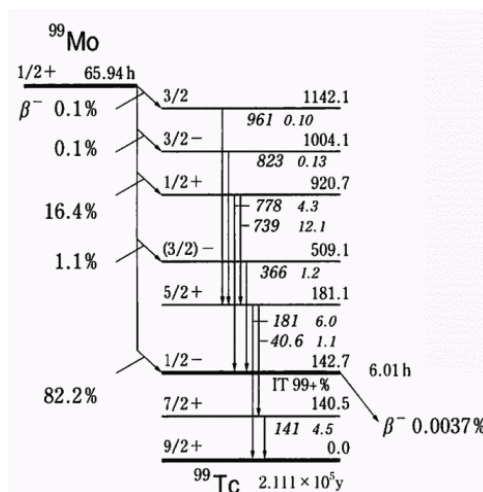
Obr. 3.6.1 – Spektrum eluátu $^{99\text{m}}\text{Tc}$

Pro lepší analýzu naměřeného spektra bude dále spektrum zvětšeno a budou postupně zobrazeny jeho části. Na Obr. 3.6.2 je znázorněna oblast spektra do energie 250 keV. V nejvýraznějším vrcholu na energii 140,5 keV, je obsažena deexcitační energie metastabilní hladiny $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 142,6 keV s poločasem rozpadu 6,02 hodiny a dále pak blízká deexcitační energie 140,5 keV. Záření γ této energie je v eluátu nejdůležitější a používá se pro metody SPECT a dynamické scintigrafie. Většina dalších vrcholů, patrných ve spektru, již pochází z rozpadu Molybdenu, který se ve stopovém množství dostal při eluci do fyziologického roztoku a rozpadá se v něm β^- rozpadem na jiné excitované hladiny ^{99}Tc .



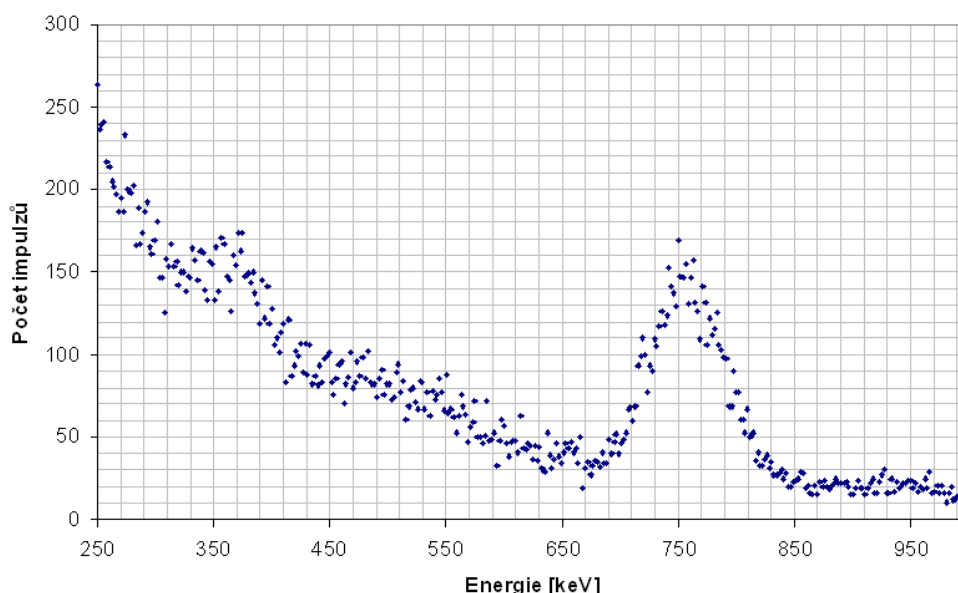
Obr. 3.6.2 – Počátek spektra $^{99\text{m}}\text{Tc}$

Na Obr. 3.6.2 tedy od deexcitace nestabilních hladin ^{99}Tc pochází slabé vrcholy na energiích 37,5 keV (40,6 keV) a 184 keV (181 keV). Pro názornost a lepší představu o excitačních energiích ^{99}Tc je na Obr. 2.6.3 znázorněno rozpadové schéma ^{99}Mo . Vrchol na energii 72,5 keV pak pochází z rentgenového záření olověného stínění umístěného poblíž detektoru.



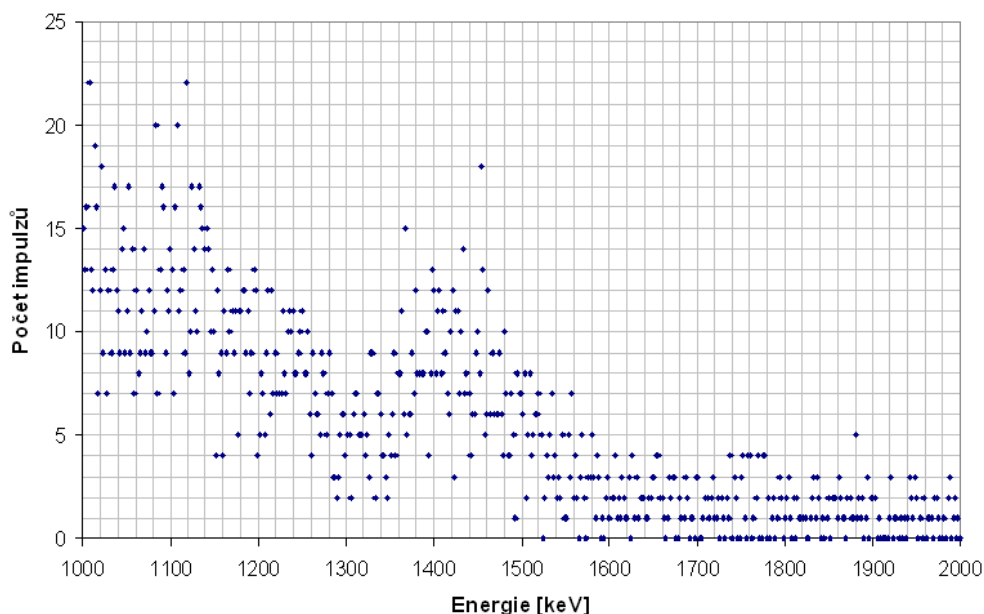
Obr. 3.6.3 – Rozpadové schéma ^{99}Mo [7]

Na Obr. 3.6.4 je zvětšená část spektra eluátu ^{99}Tc mezi energiemi 250 až 1000 keV. Oba patrné vrcholy patří deexcitaci nestabilních hladin ^{99}Tc , tedy nečistotám. Na energii 373 keV (366 keV) se nachází první vrchol od deexcitace ^{99}Tc a další, výraznější, vrchol s energií 756 keV obsahuje zřejmě dvě deexcitační energie 739 keV a 777 keV a vyskytují se pod jedním vrcholem z důvodu nízkého energetického rozlišení scintilačního detektoru.



Obr. 3.6.4 – Část spektra ^{99}Tc mezi energiemi 250 – 1000 keV

Na poslední, velmi zvětšené, části spektra ^{99}Tc , která je zobrazena na Obr. 3.6.5 je patrný jediný vrchol na energii 1433 keV (1460,8 keV), který jistě odpovídá záření γ pozadí, za které je zodpovědný přírodní radionuklid ^{40}K .



Obr. 2.6.5 – koncová část spektra eluátu ^{99}Tc

Při analýze na polovodičovém detektoru v Zábřehu, kde bylo při měření odstíněno záření od $^{99\text{m}}\text{Tc}$ olověným „kontejnerem“, bylo potvrzeno pět vrcholů od kontaminujícího ^{99}Mo a to konkrétně na energiích 366,3 keV ; 739,2 keV ; 777,6 keV ; 822,7 keV a 960,4 keV. Nižší energie 181 keV naměřena nebyla, neboť fotony γ této energie nepronikly olověným stíněním. Celková aktivita nečistot, která byla naměřena na polovodičovém detektoru, byla kolem 15,6 kBq. Při známé aktivitě deklarovaného radionuklidu $^{99\text{m}}\text{Tc}$ - 33 GBq - můžeme vypočítat obsah radionuklidových nečistot v procentech dle následujícího vztahu:

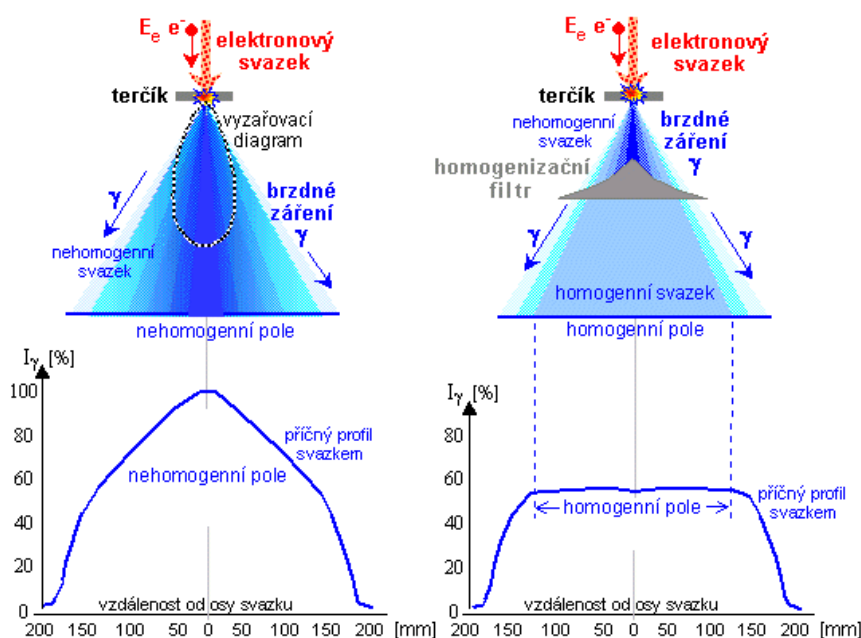
$$\text{Obsah nečistot} = (\text{Aktivita nečistot} / \text{Aktivita deklarovaného radionuklidu}) * 100 \quad (3.6.1) [8]$$

Obsah nečistot v analyzovaném eluátu technecia dle vztahu (3.6.1) vychází $47,3 \cdot 10^{-3} \%$. V příslušné normě pro přípravu každého radioindikátoru je uveden přípustný obsah radionuklidových nečistot. Pro eluát $^{99\text{m}}\text{Tc}$ činí tato přípustná hodnota 0,1 %. Jak je tedy z analýzy vzorku vidět, daný eluát více než dostatečně splňoval limity dané normou.

3.7 Měření indukované radioaktivity homogenizačního filtru 20 MeV ozařovače

Při terapii gama zářením (o jejíchž principech zde není pro nedostatek místa pojednáno), kde toto záření vzniká jako brzdné záření urychlených elektronů dopadajících na terčík je nutné zajistit homogenitu vyzařované energie. Jak je vidět na Obr. 3.7.1, svazek brzdného γ záření se kuželovitě rozbíhá z interakčního místa v terčíku a má v centrálním směru podstatně vyšší intenzitu než v částech okrajových. Pro zajištění homogenity záření v celé potřebné šířce svazku se do cesty vkládá homogenizační filtr – rotačně symetrický, uprostřed kuželovitý, absorbátor, který vyšší absorbcí v centrální části vyrovnává intenzitu záření napříč průřezem svazku. Pro nižší energie bývají homogenizační filtry zhotoveny z hliníku, pro vyšší energie se používají i těžší kovy, jako železo, wolfram, či vhodné slitiny.

[9]



Obr. 3.7.1 – Rozdíl homogenity vyzařovaného pole před a po použití homogenizačního filtru [9]

Na Obr. 3.7.2 je homogenizační filtr pro energii 20 MeV. Při průchodu takto energetického γ záření homogenizačním filtrem však dochází k nepružným srážkám mezi fotony γ a jádry atomů, ze kterých jsou takto často vyráženy nukleony. Tím je narušena stabilita jádra (která je určena vhodným poměrem nukleonů a ten je takto rozladěn) postiženého atomu a jádro se tak stává radioaktivním, tomuto procesu říkáme - gama aktivace. Rozpadem nestabilních jader vzniklých gama aktivací pak homogenizační filtr sám září. Cílem této části práce je proměření a analýza spektra takto aktivovaného homogenizačního filtru.



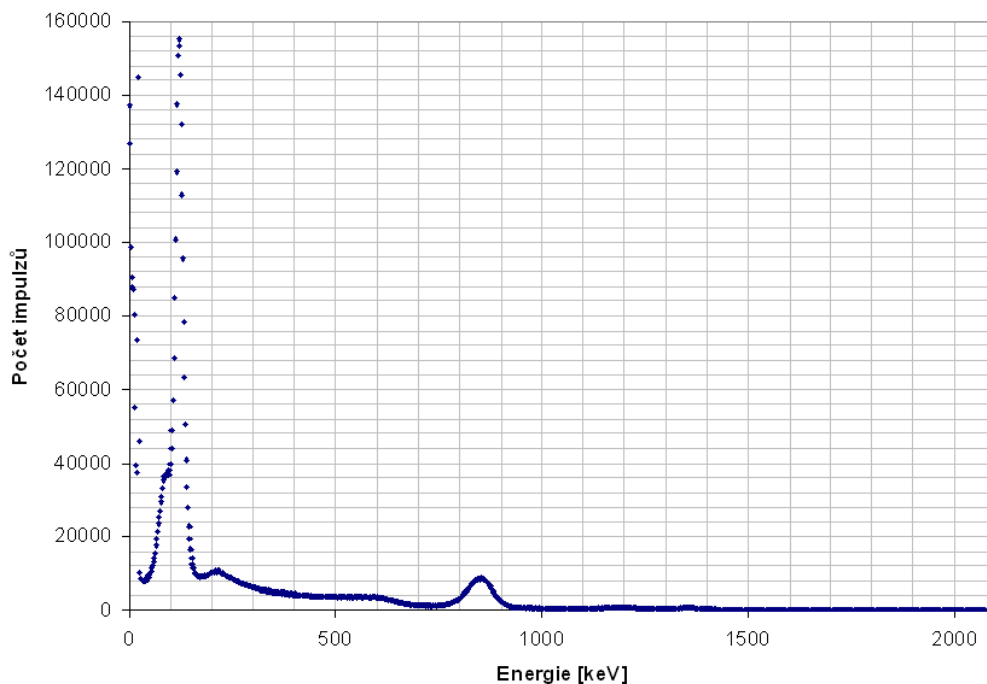
Obr. 3.7.2 – Homogenizační filtr na 20 MeV [9]

3.7.1 Postup měření

Měření indukované radioaktivity homogenizačního filtru proběhlo, jako většina předešlých měření v experimentální uspořádání podle Obr. 3.1.1 . Před měřením proběhla jednoduchá energetická kalibrace etalonem ^{137}Cs .

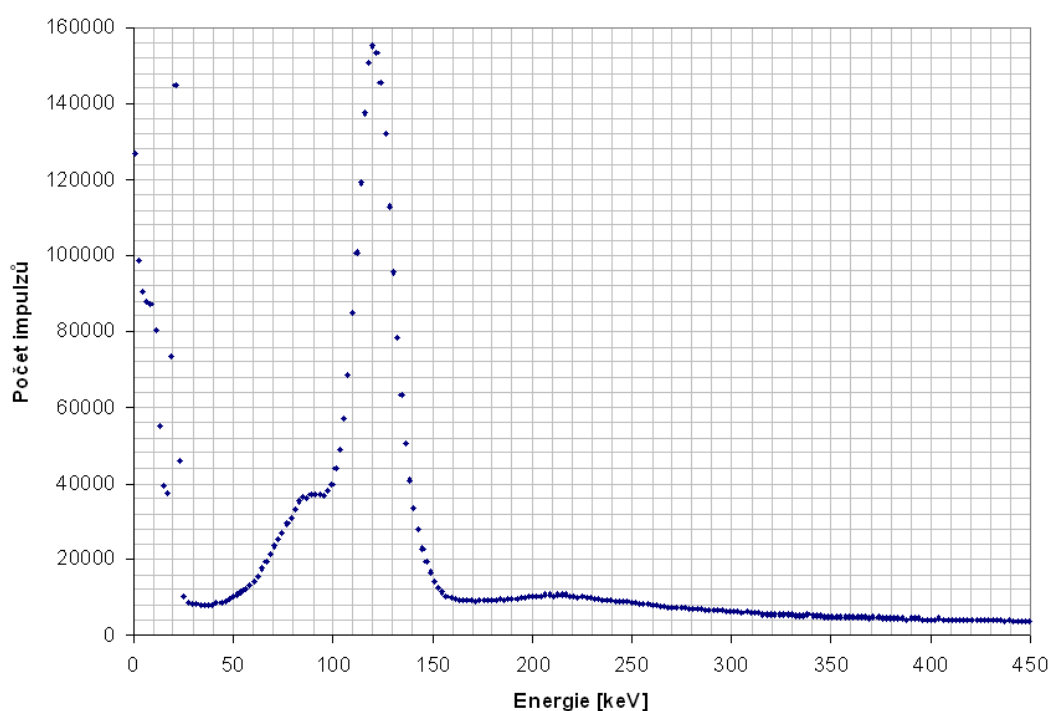
3.7.2 Výsledky měření

Na Obr. 3.7.3 je vyobrazeno celé scintilační spektrum indukované radioaktivity homogenizačního filtru na 20 MeV. Pro větší přehlednost budou dále jeho jednotlivé části postupně přiblíženy a rozebrány.



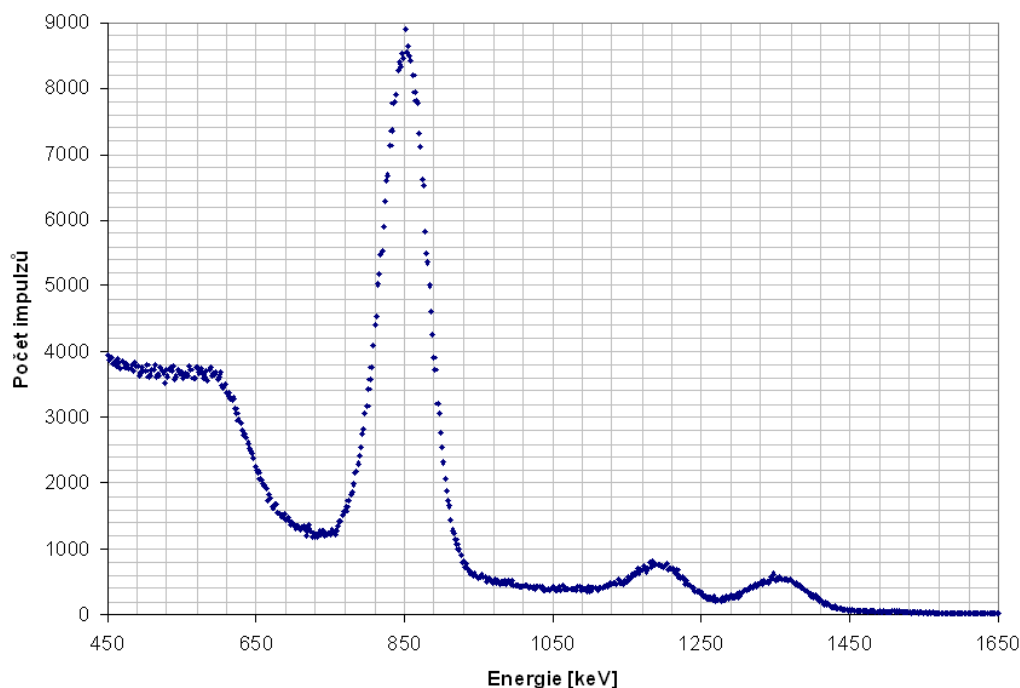
Obr. 3.7.3 – Spektrum indukované radioaktivity homogenizačního filtru na 20 MeV

Na Obr. 2.7.4 je přibližena první část spektra po energii 450 keV. Nejvýraznější vrchol v celém spektru vůbec, leží na energii 120 keV (122,1 keV) a pochází z rozpadu radionuklidu ^{57}Co . Nalevo od něj, na energii 91,2 keV leží vrchol, který vznikl buď, jako únikový vrchol Jódu, o příčině jeho vzniku je pojednáno v části 1.3.5, nebo složením charakteristického rentgenového záření olova a vrcholu zpětného rozptylu, podobně jako v měření 3.4.2.5 . Nejasné vrcholy v okolí slabých energií můžeme přisoudit charakteristickému rentgenovému záření olova. Vrchol na energii 214,7 keV zřejmě přísluší zpětnému rozptylu ve spojitém spektru Comptonova rozptylu, jehož začátek je patrný na Obr. 3.7.5 .



Obr. 3.7.4 – Část spektra homogenizačního filtru po 450 keV

V další části spektra, od energie 450 keV po 1650 keV, na Obr. 3.7.5, je nejvýraznější vrchol na energii 850 keV (834,9 keV), který přísluší záření γ od radionuklidu ^{54}Mn , který se ve filtru rozpadá elektronovým záchytem na stabilní nuklid chromu ^{54}Cr . Vlevo od tohoto vrcholu začíná zóna Comptonova rozptylu pro fotony γ od tohoto radionuklidu. Další dva vrcholy ve spektru na energiích 1188,6 keV (1173,24 keV) a 1359,5 keV (1332,5 keV) pochází z rozpadu radionuklidu ^{60}Co .



Obr. 3.7.5 – Část spektra homogenizačního filtru od 450 keV po 1650 keV

O výsledcích analýzy spektra by se dalo více diskutovat, kdybychom znali materiál filtru, přesné složení slitiny však výrobce tají. Proto se musíme spokojit s prostým konstatováním, že byla v tomto měření prokázána indukovaná radioaktivita homogenizačního filtru 20 MeV ozařovače na FNO a to konkrétně od radionuklidů: ^{57}Co , ^{54}Mn a ^{60}Co , přičemž s největší intenzitou zářil radionuklid ^{57}Co . Kvantitativní analýza aktivity jednotlivých radionuklidů nebyla provedena, neboť tato práce je zaměřena pouze na analýzu spektrometrickou.

4 Závěr

Cílem mé bakalářské práce bylo ve vhodném rozsahu popsat fyzikální stránku problematiky spektrometrie záření gama, jako například vlastnosti gama záření a jeho interakce s látkou. Dále pak popsat strukturu scintilačního spektra, což je důležité pro kvalitní analýzu naměřených dat. Práce také obsahuje princip scintilačního a polovodičového detektoru a fyzikální parametry detektorů gama. Nejvíce jsem se v teoretické části věnoval právě vlastnostem samotného gama záření a jeho interakcím s látkou, neboť se jedná o velice důležitý základ problematiky. Princip polovodičového detektoru je popsán jen okrajově, a to z toho důvodu, že polovodičový detektor byl v mé práci využit jen jednou.

Praktická část mé práce byla zaměřena na zvládnutí metodiky měření scintilačních spekter a energetickou kalibraci scintilačního detektoru pomocí etalonů. Tato měření byla provedena v FNO ve spolupráci a pod odborným dohledem RNDr. V. Ullmanna. Scintilační spektra byla změřena a interpretována u těchto radionuklidů: ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{131}I , ^{226}Ra . Dále byla provedena energetická kalibrace detektoru a naměřená data byla proložena kalibrační přímkou vhodnou metodou lineární regrese.

Dalšími body mé práce bylo měření teplotní stability fotonásobiče, ověření vlivu únavového efektu a závislosti polohy fotopíku na geometrii měření. Z naměřených dat pro teplotní stabilitu fotonásobiče vyplývá, že spektrometrická měření je nutno provádět minimálně hodinu po zapnutí sondy, jinak bude měření teplotní nestabilitou znehodnoceno. Při ověřování vlivu únavového efektu na polohu fotopíku bylo zjištěno, že při dlouhodobém zatížení fotonásobiče poloha fotopíku skutečně klesá více, než je běžné v důsledku teplotní nestability. Při spektrometrických měřeních je tedy třeba dbát na to, aby tok elektronů fotonásobičem nebyl dlouhodobě příliš vysoký. Při analýze aktivních vzorků je tedy vhodné měření s větší vzdáleností sondy od vzorku. Závislost polohy fotopíku na geometrii měření v této práci prokázána není. V provedených měřeních se sice poloha fotopíku měnila zhruba v rámci jednoho měřicího kanálu, to však bylo nepochybně způsobeno teplotní závislostí scintilační sondy.

Dalším měřením v mé práci bylo ověření radionuklidové čistoty eluátu $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Při analýze spektra bylo nalezeno několik vrcholů z deexcitací nestabilních hladin ^{99}Tc , na které se rozpadá kontaminující ^{99}Mo . Při přesnějším měření na polovodičovém detektoru byly tyto vrcholy potvrzeny a byla také určena aktivita nečistot na 15,6 kBq. Původní aktivita vzorku $^{99\text{m}}\text{Tc}$ byla 33GBq, obsah nečistot je tedy pouhých $47,3 \cdot 10^{-3} \%$. Přípustná hodnota obsahu nečistot v eluátu $^{99\text{m}}\text{Tc}$ je 0,1 %, což analyzovaný vzorek splňoval.

Posledním bodem praktické části bylo měření spektra indukované radioaktivity v homogenizačním filtru z 20 MeV ozařovače. Při spektrometrické analýze radioaktivity filtru, byly prokázány tyto radionuklidy: ^{57}Co , ^{60}Co , ^{54}Mn , přičemž ^{57}Co byl zdaleka nejaktivnější. Podrobnější analýza dějů v homogenizačním filtru při gama aktivaci by byla možná, pokud by

byl znám původní materiál filtru, ten však výrobci tají. Důležitým výstupem tohoto bodu měření ale je, že byla prokázána indukovaná radioaktivita v homogenizačním filtru 20 MeV ozařovače a namísto by snad byla podrobnější kvantitativní analýza aktivity, která zde však, vzhledem k zaměření práce, provedena není. Zatímco předchozí měření byla provedena spíše pro ověření známých faktů a pro zpřesnění některých závislostí, spektrum indukované radioaktivity homogenizačního filtru je zcela nové.

Naměřená spektra jednotlivých radionuklidových etalonů budou využívána při radiační analýze pro kvalitnější interpretaci naměřených dat. Výsledky měření vlastností scintilační sondy budou využívány při spektrometrických měřeních, kde je třeba dbát na dodržení některých pravidel při měřeních, která byla v této práci ověřena. Důležitým výstupem této práce je také fakt, že homogenizační filtry 20 MeV ozařovačů vykazují po ozáření vlastní radioaktivitu, na tento výsledek bude také brán zřetel, neboť je nutné při manipulaci s nimi dbát zásad radiační ochrany.

Vhodným rozšířením a pokračováním této práce by byla jak kvantitativní analýza homogenizačního filtru, tak například analýza spektra stolu ozařovače ve FNO, kde se také předpokládá jistá míra indukované radioaktivity.

Výsledky této práce budou také dále využity k výukovým účelům pro studenty Vysoké školy báňské a Ostravské univerzity.

5 Seznam použité literatury

- [1] ULLMANN, Vojtěch. *Astro Nukl Fyzika* [online]. c2001, poslední revize 30.12.2010 [cit. 2010-11-20]. Dostupné z: <<http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika.htm>>.
- [2] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná a radiační fyzika*. 1. vydání. Ostravská universita v Ostravě, Fakulta zdravotnických studií, 2009. 173 s. ISBN 978-80-7368-669-7.
- [3] SAHA, Gopal, B. *Physics and radiobiology of Nuclear Medicine*. 3. vydání. New York: Springer Science+Business Media, 2006. 320 s. ISBN-10: 0-387-30754-0 , ISBN-13: 978-0387-30754-1 , e-ISBN 0-387-30754-0.
- [4] ULLMANN, Vojtěch. *Astro Nukl Fyzika* [online]. c2001, poslední revize 30.12.2010 [cit. 2010-11-21]. Dostupné z: <<http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>>.
- [5] VELTMAN, Martinus. *Fakta a záhady ve fyzice elementárních částic*. 1. vydání. Praha: Nakladatelství Academia, 2007. 285 s. ISBN 978-80-200-1500-6.
- [6] HALLIDAY, D. - RESNICK, R. - WALKER, J. *Fyzika*. Dotisk 1. českého vydání. Brno: Vutium, 2003. 1198 s. ISBN 80-214-1868-0.
- [7] LEDERER, C. M. – SHIRLEY, V. *Table of isotopes*. Browne Edgardo, Dairiki Janis, Doebler Raymond; Shihab-Eldin Adnan, Jardine Leslie, Tuli Jagdish, Buym Audrey. 7th ed. New York(USA): John Wiley & Sons, Inc., 1978. 1523 s. ISBN 0-471-04179-3, ISBN 0-471-04180-7 pbk.
- [8] ULLMANN, Vojtěch. *Astro Nukl Fyzika* [online]. c2001, poslední revize 8.12.2010 [cit. 2011-03-06]. Dostupné z: <<http://astronuklfyzika.cz/Scintigrafie.htm>>.
- [9] ULLMANN, Vojtěch. *Astro Nukl Fyzik* [online]. c2001, poslední revize 8.12.2010 [cit. 2011-03-10]. Dostupné z: <<http://astronuklfyzika.cz/JadRadMetody.htm>>.